



Micrometeorological modelling in urban areas : pollutant dispersion and radaitive effects modelling

Maya Milliez

► To cite this version:

Maya Milliez. Micrometeorological modelling in urban areas : pollutant dispersion and radaitive effects modelling. Sciences of the Universe [physics]. Ecole des Ponts ParisTech, 2006. English. <pastel-00004042>

HAL Id: pastel-00004042

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00004042>

Submitted on 18 Jul 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THESE DE DOCTORAT DE L'ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

Spécialité

Sciences et techniques de l'environnement

Présentée et soutenue publiquement par

Maya Milliez

pour obtenir le titre de Docteur de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées

**Modélisation micro-météorologique en milieu urbain :
dispersion des polluants et prise en compte des effets radiatifs**

Soutenue le 14 Décembre 2006 devant le jury composé de :

Pr Jean-François Sini	Ecole Centrale de Nantes	Président
Pr Richard Perkins	Ecole Centrale de Lyon	Rapporteur
Dr Alain Clappier	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne	Rapporteur
Pr Jean-Pierre Chollet	Université Joseph Fourier de Grenoble	Examineur
Dominique Groleau	Centre de Recherche Méthodologique d'Architecture	Examineur
Dr Bertrand Carissimo	CEREA	Directeur de thèse

Remerciements

Je remercie la Région Ile de France pour avoir financé mes travaux de thèse et la Threat Reduction Agency américaine pour nous avoir permis d'utiliser la base de donnée MUST.

Je tiens à remercier particulièrement Bertrand Carissimo d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse et de m'avoir encadrée. Sa très grande disponibilité tout au long de mes travaux et sa rigueur scientifique m'ont été précieuses. Je remercie également Luc Musson-Genon pour son encadrement et en particulier nos discussions enrichissantes sur le rayonnement atmosphérique.

Je remercie Jean-François Sini d'avoir accepté d'être président de mon jury de thèse et pour sa lecture attentive du manuscrit. Merci à Alain Clappier et Richard Perkins qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs. Merci enfin à Jean-Pierre Chollet et Dominique Groleau pour leur participation au jury et l'intérêt qu'ils ont montré à mon travail.

Merci à Bruno Sportisse, directeur du CEREa, de m'avoir accueillie au sein de son laboratoire. Je remercie toute l'équipe du CEREa pour la bonne ambiance de travail pendant ces trois années. Merci également au personnel de l'ENPC et de l'Ecole Doctorale pour leur grande disponibilité.

Je remercie le département MFEE de EDF R&D de m'avoir accueillie à Chatou et apporté le support nécessaire à mon travail.

Merci à tous ceux qui, à travers nos discussions, ont éclairé ma recherche : Alexandre Douce, Frédéric Archambeau, Marc Sakiz, Namane Méchitoua, Christophe Péniguel, Valérie Masson, James Voogt, Jean-François Sini, Patrice Mestayer, Jean-Michel Rosant et bien d'autres.

Je remercie enfin tout ceux qui m'ont entourée, amis et collègues, et tout particulièrement ceux qui ont 'porté' ma thèse jusqu'au bout.

A Noam et Fredj

Table des matières

Liste des notations, symboles et abbréviations	11
Introduction	17
1 La couche de surface urbaine	21
1.1 Structure de la couche de surface urbaine	22
1.2 La dispersion des polluants dans l’atmosphère urbaine	24
1.2.1 Origines de la pollution urbaine	25
1.2.2 Effets de la pollution atmosphérique	26
1.2.3 Dispersion de la pollution	28
1.3 Écoulements moyens et turbulents dans la couche de surface	29
1.3.1 Les équations fondamentales dans la couche de surface	29
1.3.2 Prise en compte de la turbulence	32
1.3.3 La stratification thermique de l’atmosphère	36
1.3.4 Théorie de similitude dans la couche de surface	39
1.4 Influence de la structure urbaine	42
1.4.1 Effets dynamiques	42
1.4.2 Effets thermiques	43
1.4.3 Effets sur la dispersion	43
2 Modélisation de la dispersion en milieu urbain	45
2.1 La modélisation numérique des écoulements turbulents	45
2.1.1 La simulation numérique directe - Direct Numerical Simulation (DNS)	46
2.1.2 Large Eddy Simulation (LES)	47
2.1.3 Reynolds Average Navier Stokes (RANS)	48

2.2	La prise en compte du milieu urbain dans la modélisation des écoulements :	
	un problème d'échelle	53
2.2.1	L'échelle méso	54
2.2.2	L'échelle sub-meso	56
2.2.3	L'échelle locale	58
2.3	Modélisation de la dispersion	61
2.3.1	Différentes approches de modélisation	61
2.3.2	Fluctuations des concentrations	64
2.3.3	Validation des modèles numériques de dispersion à l'échelle locale .	69
2.4	Le modèle <i> Mercure_Saturne </i>	71
2.4.1	Présentation générale du modèle	71
2.4.2	Equations du modèle pour notre étude	72
2.4.3	Lois de parois	75
2.4.4	Méthodes numériques	76
3	Étude détaillée de l'écoulement et de la dispersion dans une ville idéa-	
	lisée	79
3.1	Objectifs de l'étude	79
3.2	La campagne de mesures MUST : Mock Urban Setting Test	81
3.2.1	Objectifs et description de l'expérience	81
3.2.2	Cas sélectionnés	84
3.3	Simulations numériques	89
3.3.1	Domaine de simulation	89
3.3.2	Conditions initiales et aux limites	89
3.4	Résultats	92
3.4.1	Influence de la canopée sur l'écoulement	92
3.4.2	Effets moyens des bâtiments sur la dispersion	97
3.4.3	Fluctuations des concentrations	101
3.5	Analyses et discussion	105
3.5.1	Dynamique	105
3.5.2	Concentrations moyennes	107
3.5.3	Variances des concentrations	110
3.6	Etudes de sensibilité	114
3.6.1	Profils amont de turbulence	114

3.6.2	Turbulence et stratification	118
3.6.3	Paramétrisation du modèle de turbulence	123
3.6.4	Taux d'émission des fluctuations de concentration	128
3.6.5	Paramètre R_v dans l'équation des fluctuations	130
4	Effets radiatifs et thermiques en milieu urbain	133
4.1	Le rayonnement atmosphérique en milieu urbain	134
4.1.1	Rayonnement atmosphérique : généralités	134
4.1.2	Le rayonnement de courte longueur d'onde (S)	137
4.1.3	Le rayonnement de grande longueur d'onde (L)	146
4.1.4	Echanges radiatifs entre deux surfaces	148
4.2	Bilan d'énergie dans la Couche Limite Urbaine	150
4.2.1	Bilan d'énergie des surfaces rurales	151
4.2.2	Bilan d'énergie en milieu urbain	152
4.2.3	L'îlot de chaleur urbain	155
4.3	Modélisation du bilan d'énergie en milieu urbain	157
4.3.1	Modèles empiriques	158
4.3.2	Modèles urbains adaptés de modèles ruraux	159
4.3.3	Modèles de canopée urbaine	159
4.3.4	Modèles tridimensionnels avec résolution explicite des bâtiments . .	162
5	Nouveau schéma radiatif pour la modélisation en milieu bâti	165
5.1	Modèle radiatif atmosphérique de <i>Mercur</i> en milieu non bâti	166
5.1.1	Paramétrisation du rayonnement terrestre de grande longueur d'onde	166
5.1.2	Paramétrisation du rayonnement solaire	169
5.2	Nouveau modèle radiatif atmosphérique en géométrie complexe	171
5.2.1	Choix du modèle	171
5.2.2	Le modèle de transfert thermique de <i>Code_Saturne</i>	173
5.2.3	Adaptation du schéma radiatif au rayonnement atmosphérique . . .	176
5.2.4	Modélisation des échanges thermiques aux parois	184
5.2.5	Prise en compte de la dynamique	185
5.3	Validation des schémas radiatif et thermique : cas simples	186
5.3.1	Validation du schéma radiatif de courte longueur d'onde	186
5.3.2	Validation du schéma radiatif de grande longueur d'onde et du schéma thermique	194

5.4	Simulation d'un cas de l'expérience MUST	198
5.4.1	Description du cas simulé	198
5.4.2	Paramètres d'entrée du schéma radiatif	199
5.4.3	Résultats et analyses	200
 Conclusion et perspectives		 205
 Bibliographie		 211

Liste des notations, symboles et abréviations

Notations relatives à l'écoulement et à la dispersion

β	coefficient de flottabilité	$\text{m.s}^{-2}.\text{K}^{-1}$
δ_{ij}	Indice de Kronecker	-
ϵ	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	$\text{m}^2.\text{s}^{-3}$
η	échelle de Kolmogorov	m
κ	constante de von Kàrmàn	-
λ	conductibilité thermique moléculaire	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
λ_F	indice de densité vertical	-
λ_P	indice de densité horizontal	-
λ_t	conductibilité thermique turbulente	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
μ	viscosité dynamique	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
μ_t	viscosité dynamique turbulente	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
ν	viscosité cinématique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ν_s	viscosité sous-maille	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ν_t	viscosité cinématique turbulente	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ϕ_h	fonction de Monin-Obukhov	-
ϕ_m	fonction de Monin-Obukhov	-
ρ	masse volumique	kg.m^{-3}
σ_ϵ	nombre de Prandtl pour ϵ	-
σ_k	nombre de Prandtl pour k	-
τ_{ij}	contrainte de cisaillement	N.m^{-2}
θ	température potentielle	K
θ_*	température de frottement	K
θ_0	température potentielle à la surface	K
θ_v	température potentielle virtuelle	K
A_F	surface verticale occupée par les éléments	m^2
A_P	surface horizontale recouverte par les éléments	m^2
A_T	surface urbaine totale	m^2

C	concentration moyenne	ppm
C_o	concentration moyenne issue des observations	ppm
C_m	concentration moyenne prédite par le modèle	ppm
c_i	concentration du polluant i	ppm
C_p	capacité calorifique	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
d	hauteur de déplacement	m
D	coefficient de diffusion moléculaire	m ² .s ⁻¹
f	paramètre de Coriolis	s ⁻¹
g	accélération de la pesanteur	m.s ⁻²
H	hauteur moyenne des bâtiments	m
k	énergie cinétique turbulente	m ² .s ⁻²
K_t	diffusivité turbulente	m ² .s ⁻¹
L	longueur de Monin-Obukhov	m
L_c	échelle de longueur de dissipation	m
l_h	longueur de mélange pour la chaleur	m
l_m	longueur de mélange pour la quantité de mouvement	m
p	pression de l'air	Pa
p_s	pression de référence au niveau de la mer	Pa
Pr_t	nombre de Prandtl turbulent	-
q	humidité spécifique	-
Q_0	flux de chaleur au sol	W.m ⁻²
R^*	constante des gaz parfaits pour l'air sec	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
Re	nombre de Reynolds de l'écoulement	-
R_f	nombre de Richardson	-
R_i	nombre de Richardson de gradient	-
R_v	paramètre de l'équation des fluctuations	-
Sc_t	nombre de Schmidt turbulent	-
T	température	K
T_c	échelle de temps de la variance	s
T_v	température virtuelle	K
u_*	vitesse de frottement	m.s ⁻¹
u_i	composante i de la vitesse instantanée	m.s ⁻¹
u_L	contrainte de cisaillement locale	m.s ⁻¹
W	largeur de la rue	m
z_*	hauteur de la sous-couche rugueuse	m
z_0	longueur de rugosité dynamique	m
z_h	hauteur de la canopée	m
z_i	hauteur de la couche limite atmosphérique	m
z_{0T}	longueur de rugosité thermique	m

Notations relatives au transfert radiatif

α	albédo	-
β_t	coefficient de trouble d'Angström	-
ΔQ_A	flux horizontal de chaleur (ou flux advectif)	W.m ⁻²
ΔQ_S	flux de stockage dans le sol	W.m ⁻²
δ	déclinaison du Soleil	deg
ϵ_{clr}	émissivité effective	-
γ	altitude zénithale	m
Λ	azimut de la surface	deg
λ	longueur d'onde	m
μ_p	admittance thermique	J.m ⁻² .s ^{-0.5} .K ⁻¹
ν	fréquence	Hz
Ω	azimut solaire	deg
ϕ	latitude du lieu d'observation	deg
σ	constante de Stefan-Boltzmann	W.m ⁻² .K ⁻⁴
τ_a	coefficient de transmission due à l'absorption et la diffusion par les aérosols	-
τ_{aa}	coefficient de transmission due à l'absorption pour les aérosols	-
τ_{as}	coefficient de transmission due à la diffusion pour les aérosols	-
τ_g	coefficient de transmission due à l'absorption par les gaz mélangés (autres que l'ozone)	-
τ_O	coefficient de transmission due à l'absorption par l'ozone	-
τ_R	coefficient de transmission due à la diffusion de Rayleigh	-
τ_w	coefficient de transmission due à l'absorption par la vapeur d'eau	-
$\vec{q}_{rad}(\vec{x})$	vecteur densité de flux radiatif	W.m ⁻²
ζ	distance angulaire par rapport au soleil	deg
a	absorptivité	-
b	constante de Boltzmann	J.K ⁻¹
c	vitesse de propagation des ondes électromagnétiques	m.s ⁻¹
E	émittance	W.m ⁻²
e_a	pression de vapeur d'eau	Pa
F_c	coefficient de diffusion 'avant' des aérosols	-
$F_{i,sk}$	facteur de ciel	-
F_{ij}	facteur de forme	-
f_o	facteur d'ombre	-
h	constante de Planck	J.s
h_r	angle horaire	deg
h_{UTC}	heure solaire en temps universel	h
K_λ	coefficient d'absorption monochromatique	
k_ν	coefficient d'absorption	
L	luminance	W.m ⁻³ .sr ⁻¹

L^*	flux net infrarouge	W.m^{-2}
L^\downarrow	flux infrarouge incident	W.m^{-2}
L^\uparrow	flux infrarouge sortant	W.m^{-2}
L_λ	luminance monochromatique	$\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$
L_a	flux infrarouge provenant de l'atmosphère	W.m^{-2}
L_e	flux infrarouge provenant de l'environnement urbain	W.m^{-2}
$long$	longitude du lieu d'observation	deg
Q^*	rayonnement net	W.m^{-2}
Q^\downarrow	flux incident sur une paroi	W.m^{-2}
Q^\uparrow	flux émis par une paroi	W.m^{-2}
Q_F	flux anthropique	W.m^{-2}
Q_G	flux conductif dans la surface	W.m^{-2}
Q_H	flux de chaleur sensible	W.m^{-2}
Q_{LE}	flux de chaleur latente	W.m^{-2}
r	réflectivité	-
r_0	distance moyenne Terre-Soleil	m
r_s	réflectance du ciel clair	-
S^*	flux net solaire	W.m^{-2}
S^\downarrow	flux solaire incident	W.m^{-2}
S^\uparrow	flux solaire sortant	W.m^{-2}
S_0	constante solaire	W.m^{-2}
S_D	flux solaire direct	W.m^{-2}
S_d	flux solaire diffus	W.m^{-2}
S_G	flux solaire global	W.m^{-2}
S_{0H}	flux solaire direct sur une surface horizontale hors atmosphère	W.m^{-2}
$S_{D\perp}$	flux solaire direct normal aux rayons	W.m^{-2}
S_{dae}	flux diffus par la diffusion par les aérosols	W.m^{-2}
S_{da}	flux solaire diffusé par l'atmosphère	W.m^{-2}
S_{Dc}	flux solaire incident arrivant sur une surface d'inclinaison quelconque	W.m^{-2}
S_{de}	flux diffusé par l'environnement urbain	W.m^{-2}
S_{dg}	flux réfléchi par la surface	W.m^{-2}
S_{DH}	flux solaire direct sur une surface horizontale	W.m^{-2}
S_{dr}	flux diffus par diffusion de Rayleigh	W.m^{-2}
S_{GH}	flux horizontal global	W.m^{-2}
$S_{rad}(\vec{x})$	taux d'échauffement	W.m^{-3}
t	transmittivité	-
Z	angle zénithal	deg

Symboles

\bar{x}	valeur moyenne du paramètre x	-
\tilde{f} ou F	moyenne de Favre de la variable f	-

f'	fluctuation en moyenne de Favre de la variable f	-
x'	valeur turbulente du paramètre x	-

Abbreviations

CFD	Computational Fluid Dynamics
CLA	Couche Limite Atmosphérique
CLS	Couche Limite de Surface
CLU	Couche Limite Urbaine
CSU	Couche de Surface Urbaine
DNS	Direct Numerical Simulation
ETR	Equation des Transferts Radiatifs
FAC2	Fraction satisfaisant la condition : $0.5 \leq \frac{C_m}{C_o} \leq 2.0$
FB	Fractionnal Bias $\frac{(\overline{C_o} - \overline{C_m})}{0.5(\overline{C_o} + \overline{C_m})}$
LES	Large Eddy Simulation
MG	Geometric Mean bias $\exp(\overline{\ln C_o} - \overline{\ln C_m})$
MUST	Mock Urban Setting Test
NMSE	Normalized Mean Square Error $\frac{(\overline{C_o} - \overline{C_m})^2}{\overline{C_o} \overline{C_m}}$
RANS	Reynolds Average Navier Stokes
TKE	Energie cinétique turbulente
VG	normalized mean square error $\exp[(\overline{\ln C_o} - \overline{\ln C_m})^2]$

Introduction

Un article à paraître dans *Proceedings of the Royal Society A* en décembre 2006 (Baker et Thornes, 2006), révèle que des chercheurs britanniques ont récemment analysé une des séries des tableaux de Monet représentant le Parlement de Londres, afin de déterminer l'heure et le jour où furent peintes les toiles. Ils ont pour cela comparé la position du soleil sur l'oeuvre aux résultats de calculs géométriques et angulaires, à l'aide de tables astronomiques donnant la position du soleil entre 1900 et 1901 : le niveau du toit du Parlement a été mesuré afin de produire une échelle interne pour déterminer l'azimut et l'élévation du soleil. Les heures et les dates ainsi obtenues sont en adéquation avec les informations fournies par des correspondances du peintre. Ces informations doivent permettre de compléter des études approfondies des tableaux qui consistent à analyser les couleurs, la densité et les halos afin de connaître la composition du brouillard londonien à cette époque, le fameux 'smog' victorien, et d'en tirer les renseignements sur la pollution à Londres au début du 20ème siècle.

Une telle étude illustre d'une part que la pollution atmosphérique constitue un problème ancien et d'autre part témoigne de l'attention actuelle portée aux problèmes d'environnement urbain. En effet, le nombre croissant de citoyens (cette année, la part de la population mondiale vivant dans les villes a dépassé les 50%) et l'aggravation de l'impact des zones urbaines et industrialisées sur l'environnement (en témoignent les événements météorologiques extrêmes de ces dernières années) sont à l'origine d'une prise de conscience de la population et des pouvoirs publics et d'un intérêt grandissant pour les études de la pollution et du climat urbains.

L'étude de l'impact des villes sur l'environnement peut se faire à différentes échelles spatiales et temporelles. Nous nous intéressons ici à des études dans la canopée urbaine (que nous définissons dans ce travail comme l'ensemble formé par les bâtiments) à l'échelle

micrométéorologique. Les études menées à cette échelle présentent un double intérêt. D'une part, elles servent à la paramétrisation des études des plus grandes échelles. D'autre part, elles permettent d'analyser en détails les processus complexes engendrés par l'hétérogénéité des espaces urbains et l'interaction entre les bâtiments. La modélisation des phénomènes physiques à cette échelle doit prendre en compte les spécificités du milieu urbain : la géométrie complexe des bâtiments, l'hétérogénéité des matériaux et de surfaces urbaines (surfaces construites ou végétales), l'interaction entre les différents processus de transferts d'énergie, des écoulements fortement turbulents et hétérogènes...

Les études micrométéorologiques en milieu urbain ont de nombreuses applications dans différents domaines :

- Une meilleure compréhension des phénomènes physiques et chimiques mis en jeu à cette échelle est nécessaire pour renseigner les modèles de prévision du temps et de qualité de l'air.
- Des études de dispersion de polluants se sont développées afin d'évaluer l'exposition des individus, dans le cadre de gestion de risques en cas d'accident industriel ou d'attaque terroriste.
- Des études locales de l'écoulement sont également utilisées pour le confort urbain (en déterminant par exemple les zones de turbulence) ou pour la construction de bâtiments (afin de prendre en compte les contraintes exercées par le vent sur les façades).
- L'étude du climat urbain prend de plus en plus d'importance (en témoigne le regain d'intérêt après l'épisode de canicule de 2003) et impliquent des analyses détaillées du bilan énergétique des villes. Un des phénomènes les plus étudiés dans ce domaine est l'îlot de chaleur urbain caractérisé par des températures urbaines plus élevées la nuit en ville qu'à la campagne.
- Enfin, le rayonnement est pris en compte dans les études architecturales afin d'optimiser l'éclairage des bâtiments et de plus en plus d'études sont menées afin d'améliorer le bilan énergétique des bâtiments.

La modélisation des phénomènes physiques à l'échelle de la canopée urbaine constitue donc un enjeu important. Parmi ces phénomènes, la dispersion en milieu urbain a fait l'objet de nombreuses études antérieures, qui présentent néanmoins certaines limites. D'abord, la plupart de ces études se restreignent à l'évaluation des concentrations moyennes. Or, les fluctuations des concentrations sont également importantes pour l'évaluation des risques,

les effets nocifs de certains polluants pouvant être caractérisés par des échelles de temps de l'ordre de la seconde. En outre, la plupart des études de dispersion sont menées dans des conditions d'atmosphère neutre et négligent par conséquent les effets thermiques des bâtiments. La structure urbaine modifie pourtant de manière significative le bilan radiatif, et les villes développent ainsi une stratification locale.

Notre travail de modélisation micrométéorologique à l'intérieur de la ville présente donc deux objectifs principaux.

Un premier objectif est l'étude détaillée de l'écoulement et de la dispersion de polluants dans les villes, en modélisant à la fois les concentrations moyennes et leurs fluctuations. Pour cela, nous effectuons des simulations numériques en résolvant explicitement les bâtiments, à l'aide d'un modèle de CFD (Computational Fluid Dynamics). Nous utilisons le code *Mercur*e (développé par EDF R&D et le CEREa), un modèle tridimensionnel adapté aux écoulements atmosphériques et à la dispersion des polluants.

Le deuxième objectif de ce travail est de prendre en compte les effets radiatifs dans nos simulations. Un module de rayonnement atmosphérique est déjà présent dans le code *Mercur*e, mais il n'est pas adapté aux surfaces urbaines tridimensionnelles. Nous nous proposons donc de développer un nouveau schéma radiatif adapté à la géométrie complexe et cohérent avec les méthodes de calculs de *Mercur*e, permettant d'étudier les situations de stratification stable ou instable dans la canopée urbaine ou les sites industriels.

Le contexte et les résultats de cette étude sont présentés ici en détails. L'objet du **Chapitre 1** est de présenter la partie de l'atmosphère dans laquelle se déroulent nos études et de rappeler les phénomènes physiques que nous devons prendre en compte dans nos simulations. Dans le **Chapitre 2**, je fais une revue détaillée des méthodes de modélisation des écoulements et de la dispersion en milieu urbain à différentes échelles, avant d'introduire le modèle *Mercur*e. Le **Chapitre 3** présente alors une étude détaillée de l'écoulement et de la dispersion dans un milieu urbain idéalisé. Nous validons le modèle avec l'expérience de terrain MUST (Mock Urban Setting Test), qui consiste en des rejets de gaz dans une ville représentée par un alignement régulier de containers. Nous nous intéressons aussi bien aux concentrations moyennes qu'aux variances des concentrations. Afin de prendre en compte les effets thermiques propres au milieu urbain, nous décrivons dans le **Chapitre 4** le rayonnement atmosphérique et la modélisation du bilan radiatif et thermique en milieu bâti, en proposant une revue de différentes approches existantes.

Enfin, nous présentons dans le **Chapitre 5** le modèle de rayonnement atmosphérique en milieu non complexe de *Mercury* avant de détailler le nouveau modèle radiatif en géométrie complexe que nous avons développé. Nous discuterons le choix du modèle utilisé et le validerons sur des cas simples.

Chapitre 1

La couche de surface urbaine

Introduction

La couche limite atmosphérique (CLA) ne représente qu'une petite partie de l'atmosphère (sa hauteur étant de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres), mais elle joue un rôle important dans de nombreux processus physiques de la haute atmosphère. C'est en effet dans la CLA que sont émis la plupart des polluants et la surface terrestre joue un rôle primordial dans le bilan énergétique de l'atmosphère. En outre, les flux turbulents, essentiellement produits par les forçages dynamiques et thermiques du sol, y déterminent les échanges entre la surface et l'atmosphère libre. La structure de la CLA est maintenant bien comprise et une description peut en être trouvée dans différents livres ou articles de référence (Stull, 1988 ; Garratt, 1992).

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons à la partie la plus basse de la couche limite atmosphérique, la couche limite de surface et plus particulièrement à la couche de surface au-dessus des villes, appelée couche de surface urbaine. L'objet de ce premier chapitre est de décrire cette couche et de présenter les principaux phénomènes physiques que nous allons prendre en compte.

Après une brève description de la structure de la couche de surface urbaine, je présente une revue des différents aspects de la pollution atmosphérique en milieu urbain. La pollution atmosphérique dans les villes est en effet un problème interdisciplinaire qui met en jeu de nombreux processus. Je rappelle alors brièvement les origines et les effets de la pollution en milieu urbain afin de préciser les aspects du problème sur lesquels nous allons

nous concentrer. Afin de décrire les écoulements et la dispersion, je présente les équations qui les régissent et les processus atmosphériques qui vont entrer en jeu (les équations propres au rayonnement et au bilan énergétique étant présentées en détails dans le Chapitre 4). A cause de leurs structures particulières, l'influence des villes dans la couche limite de surface est importante. J'en introduirai donc pour finir les différents aspects qui seront développés dans la suite de ce travail.

1.1 Structure de la couche de surface urbaine

La Figure (1.1) rappelle schématiquement la structure de la couche limite atmosphérique, appelée couche limite urbaine (CLU) dans le cas particulier de l'atmosphère au-dessus des villes. La **couche limite de surface** (CLS), d'une hauteur de 10 à 100m ($\sim 0.1 z_i$, où z_i est la hauteur de la couche limite atmosphérique), est la couche en contact avec le sol, où les forces de Coriolis peuvent être négligées.

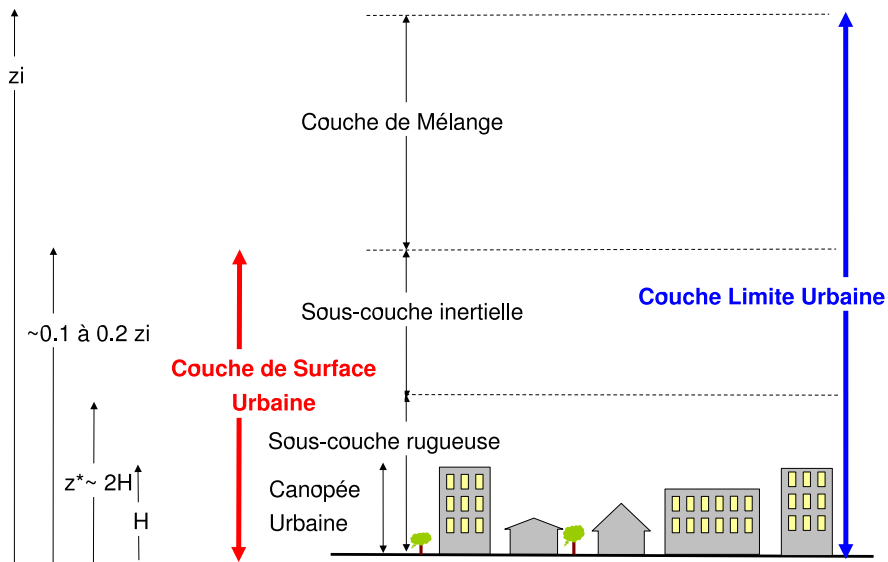


FIG. 1.1: Schéma de la Couche Limite Urbaine : z_i est la hauteur de la Couche Limite Atmosphérique, z_* la hauteur de la sous-couche rugueuse et h la hauteur moyenne de la canopée (d'après Roth (2000))

Les études atmosphériques se sont longtemps limitées à l'étude de la structure de la

CLS au-dessus de surfaces relativement homogènes et peu rugueuses. Depuis quelques dizaines d'années, des études sur les écoulements et les flux ont été menées sur des surfaces plus complexes comme les canopées végétales, en offrant une description assez complète des profils de vent moyens et de turbulence (Kaimal et Finnigan, 1994 ; Raupach et al., 1991). Plus récemment, de manière similaire, la description de la **couche de surface urbaine** (CSU) a dû être adaptée pour tenir compte de la grande complexité et du fort impact des surfaces urbaines. Il est à noter que sa description est récente et qu'elle diffère encore quelque peu selon les auteurs et nous adapterons ici celle proposée par Roth (2000). La couche de surface urbaine est divisée en plusieurs sous-couches caractéristiques des propriétés moyennes et turbulentes de l'écoulement (Figure 1.1) :

- o **la sous-couche inertielle** est la partie supérieure de la couche de surface urbaine définie comme une couche homogène dans laquelle les flux verticaux varient de moins de 10%. L'écoulement et la température potentielle y sont homogènes horizontalement et les flux verticaux de quantité de mouvement, chaleur et humidité sont considérés comme constants.
- o **la sous-couche rugueuse** s'étend du sol à une hauteur z_* et est caractérisée par une grande inhomogénéité de l'écoulement et des échanges thermiques (Raupach et al., 1980). C'est une couche de transition, directement influencée par des échelles liées aux éléments de rugosité de la surface et où les propriétés de l'écoulement turbulent sont souvent tridimensionnelles. Il arrive que dans des conditions de forte instabilité, la hauteur z_* de la sous-couche rugueuse dépasse celle de la sous-couche inertielle, cette dernière n'existant alors pas.
- o **La canopée urbaine** est la partie la plus basse de l'atmosphère qui se situe entre le sol et le niveau des toits des bâtiments. Si pour certains auteurs, elle doit être considérée comme une sous-couche à part entière (Grimmond and Oke, 2002 ; Oke 1987), nous la présentons ici comme une partie de la sous-couche rugueuse, selon Roth (2000) qui respecte ainsi le formalisme adopté pour les canopées végétales, proposé par Raupach et al. (1980). La canopée urbaine est caractérisée par une surface accrue d'une grande inhomogénéité et de structure tridimensionnelle. Les éléments de rugosité y sont de forte densité, de hauteurs et espacements variables, à l'origine de propriétés dynamiques inhomogènes et d'importantes forces de frottement, de

natures différentes (bâtiments composés de divers matériaux, végétation) modifiant aussi les échanges thermiques, d'humidité et de polluants.

Notre travail se place dans le cadre d'études détaillées de la dispersion et des échanges thermiques dans la **canopée urbaine**.

Il est à noter que la structure de la couche limite urbaine dépend également de la configuration des villes. Les différences de densité entre les différents quartiers ne permettent pas un schéma aussi simple que celui proposé par la Figure (1.1) : se développent différentes sous-couches de rugosité et inertielles propres à chaque quartier, liées entre elles par des zones d'ajustement (Batchvarova et Gryning, 2006).

1.2 La dispersion des polluants dans l'atmosphère urbaine

La pollution de l'air peut être définie comme un état de l'atmosphère où les constituants, de concentrations trop élevées par rapport à un niveau naturel, sont néfastes pour les individus, les animaux ou l'environnement. Les problèmes de pollution peuvent se décomposer selon un schéma simple : les sources (ou émissions), le transport dans l'atmosphère (mélange et transformations chimiques) et la perception des récepteurs (Seinfeld, 1986). Les études pour la régulation de la pollution de l'air ne doivent donc pas uniquement se limiter aux émissions mais doivent analyser et comprendre les trois composantes de ce schéma.

Les sources de polluants peuvent être divisées en trois catégories : les sources naturelles (éruptions volcaniques, poussières naturelles, émissions biogéniques, embruns marins...), et les sources anthropiques, comprenant les sources d'origines agricoles (pesticides, émissions des sols, poussières agricoles, feux) et les sources d'origines urbaines et industrielles. Si les autres ne sont pas à négliger, ces dernières suscitent un intérêt particulier : ce sont en effet dans les zones urbaines et les sites industriels que l'on trouve les plus fortes concentrations de polluants et que la population est le plus exposée aux risques.

1.2.1 Origines de la pollution urbaine

Les nuisances atmosphériques dues à l'activité humaine sont relativement anciennes, les premières mentions remontant à l'Antiquité. Depuis environ deux siècles, avec le début de l'ère industrielle, caractérisée par une croissance continue de l'utilisation de combustibles et une augmentation de la population urbaine, que le problème prend son essor. Ce n'est cependant que depuis le 20ème siècle que la pollution atmosphérique est reconnue comme un problème important.

Dans les zones urbaines, les sources de pollution sont classées en deux catégories : les sources mobiles et les sources fixes (Seinfeld, 1980).

Les sources mobiles

Les sources mobiles sont les sources liées aux transports, qui constitue la principale source de pollution dans les zones urbaines et péri urbaines, d'autant plus que la densité du trafic augmente. Les principaux polluants rejetés par les véhicules sont le monoxyde de carbone (CO), le dioxyde de carbone (CO₂), les oxydes d'azote (NO_x) qui sont précurseurs de l'ozone troposphérique (O₃), le dioxyde de soufre (SO₂), les composés organiques volatiles (VOCs), les particules (appelés aussi aérosols).

Les sources fixes

Les émissions domestiques proviennent essentiellement du chauffage au fuel (CO, CO₂, SO₂), à l'origine de pollution extérieure aussi bien qu'intérieure, et du traitement des ordures ménagères (CO, CO₂, CH₄, H₂S, NH₃).

Les émissions industrielles incluent les émissions des industries chimiques, métallurgiques, pharmaceutiques, pétrolières qui rejettent de nombreux gaz et particules dans l'atmosphère. Elles incluent également les émissions des centrales électriques thermiques qui rejettent une grande quantité de particules, dont les suies, des métaux lourds, des gaz (CO, CO₂, NO_x, SO₂, VOCs). Les rejets de dioxyde de soufre SO₂ et de particules, ajoutée à du brouillard peut générer des gouttes d'acide sulfurique (H₂SO₄). Ce type de pollution appelé smog (par la contraction de 'smoke' et 'fog') a été reconnu pour la première fois 1850 et fut à l'origine à Londres en 1952 de 4000 morts en quelques jours. Ces épisodes de smog sont de nos jours plus rares, grâce en partie aux améliorations techno-

logiques, au changement de mode de chauffage et aux normes industrielles qui ont permis ces dernières années une diminution de nombreux polluants, dont le SO_2 (voir la directive ‘ SO_2 ’ en 1980).

Les industries et les centrales peuvent aussi être à l’origine de rejets accidentels, de substances souvent très toxiques, qui peuvent avoir des conséquences très graves et souvent mortelles (par exemple l’explosion d’une cuve de l’usine de produits chimiques de Bhopal en Inde en 1984, qui causa 20 000 morts, dont au moins 3000 les premiers jours et plus de 200 000 handicaps graves), d’autant plus quand il s’agit de rejets de substances radioactives (le tristement célèbre accident de Tchernobyl en 1986).

Depuis les attaques terroristes du 11 septembre 2001 aux Etats Unis, est apparu un nouveau type de risques, les risques de rejets d’origine terroriste, qui ont changé l’orientation de nombreuses études sur la dispersion en milieu urbain, en particulier aux Etats-Unis (e.g.Allwine et al. 2002 et 2004).

Si l’impact des polluants dépend de leur toxicité, il dépend aussi du type de rejet (continu ou en bouffées, gazeux ou particulaires, réactif ou passif) mais aussi de l’exposition des individus ou de l’environnement (durée, concentration, fréquence).

1.2.2 Effets de la pollution atmosphérique

La pollution atmosphérique est aussi et surtout évaluée par les effets néfastes qu’elle a sur les individus et l’environnement.

Effets sur la santé

Les effets sur la santé sont ceux qui attirent le plus l’attention des décideurs et qui sont souvent à l’origine de controverses. Les effets à court terme sont peut-être les plus impressionnants. Ils résultent de rejets accidentels ou d’épisodes de forte pollution : les concentrations des polluants, souvent très toxiques, peuvent alors atteindre des niveaux excessivement élevés pendant quelques heures ou quelques jours, causant malaises, maladies, handicaps et pouvant même avoir des conséquences mortelles, les individus les plus touchés étant parmi les personnes les plus vulnérables, c’est-à-dire les personnes âgées, les jeunes enfants, les personnes souffrant de maladies respiratoires... Les normes industrielles

et les contrôles de qualité de l'air limitent de nos jours les accidents et les épisodes de fortes pollutions dans la plupart des zones urbaines. Cependant dans certaines mégapoles, la plupart situées dans les pays dits émergents, (voir l'attention mondiale de ces dernières années pour les zones urbaines de l'Asie du Sud-Est), les habitants peuvent encore être exposés à de tels risques.

Si les effets à long terme sont plus difficiles à évaluer, car ils dépendent de l'état de santé initiale et du mode de vie des individus, ils sont tout aussi importants. Ces effets sont essentiellement respiratoires, mais la pénétration de certains gaz dans le sang peut être à l'origine de maladies cardio-vasculaires. La solubilité des gaz détermine leur proportion à atteindre les alvéoles pulmonaires. Ainsi le SO_2 relativement soluble est absorbé très tôt dans les voies respiratoires ; ses effets sont néfastes même pour de faibles concentrations (0.25 ppm) et se manifestent principalement par des bronchites chroniques. Le CO, NO_2 et O_3 , peu solubles, atteignent les alvéoles pulmonaires. Si le NO_2 et l' O_3 inhibant les échanges gazeux sanguins sont à l'origine d'œdèmes pulmonaires, le CO est transporté dans le sang et peut entraîner, selon la concentration ingérée, des malaises, maux de tête, mais aussi des dérèglements neuronaux voire la mort. Les oxydes d'azote peuvent aussi avoir des effets irritants : pendant les jours ensoleillés où le trafic est important, ils réagissent avec les hydrocarbures pour former un gaz nocif (appelé 'smog photochimique'), à l'origine d'irritation des yeux et de la gorge et de problèmes respiratoires (Seinfeld, 1986 ; Arya, 1999).

Effets sur les matériaux

Les effets les plus visibles sont les dépôts de matières particulaires sur les bâtiments, qui entraînent des coûts de nettoyage très importants pour les municipalités et les particuliers. S'ajoutent la détérioration de certains matériaux (marbre, calcaires) par l'érosion chimique de certains polluants acides (le SO_2 et CO_2 formant en présence d'humidité respectivement de l'acide sulfurique et carbonique). La corrosion des métaux est aussi une conséquence importante, produite principalement par l'oxydation par des oxydes de soufre. La corrosion altère les propriétés physiques, chimiques et électriques des métaux, ce qui peut avoir des conséquences importantes pour les équipements électriques ou électroniques. L'ozone est aussi responsable de la détérioration du caoutchouc (une des conséquences du 'smog photochimique').

Effets sur l'environnement

Outre les effets planétaires comme l'effet de serre ou le changement climatique, la pollution a des effets locaux sur l'environnement. L'effet le plus constaté est sans doute la réduction de la visibilité. Elle est la conséquence de l'absorption et surtout la diffusion du rayonnement visible par les gaz (comme le NO_2) et les aérosols. La diffusion dépend de la taille, de la distribution et de la composition chimique des aérosols, ainsi que des conditions météorologiques (température, vent, humidité).

Les constituants gazeux et particuliers d'une atmosphère urbaine fortement polluée sont aussi à l'origine de la modification du bilan radiatif. D'une part, le flux solaire incident qui atteint la surface peut être largement réduit par l'absorption et la diffusion par les aérosols et, d'autre part, l'absorption et l'émission du rayonnement infrarouge par l'atmosphère peuvent augmenter.

Les aérosols contribuent également à la formation du brouillard et aux précipitations. Les particules servent en effet de noyaux de condensation pour la vapeur d'eau et les nuages. Les polluants gazeux tels que le NO_2 et le SO_2 peuvent alors se transformer en acide à la surface des particules qui sont à l'origine des dépôts acides (secs ou humides).

Certains polluants (tels que le SO_2 , le chlore, le mercure) ont en outre des effets néfastes pour la végétation. La principale cause en est une destruction de la chlorophylle et ainsi un dérèglement de la photosynthèse, résultant en une perturbation de la croissance ou même la mort des plantes.

1.2.3 Dispersion de la pollution

Notre étude se situe dans le cadre particulier de la dispersion d'un **scalaire passif** (c'est à dire sans prise en compte des réactions chimiques), pour une **source ponctuelle** et un **rejet continu**. Une application en est par exemple l'étude d'impact d'un rejet accidentel industriel ou terroriste.

La dispersion des polluants dans la couche de surface urbaine est une conséquence directe de la turbulence atmosphérique : une caractéristique importante de la turbulence est en effet sa capacité à transporter et à mélanger beaucoup plus efficacement qu'un écou-

lement laminaire comparable (Pope, 2000). La dispersion atmosphérique dépend alors fortement de la stabilité thermique. En atmosphère stable, les mouvements verticaux sont atténués et la dispersion est réduite. En atmosphère instable, la dispersion est favorisée par les mouvements convectifs. Elle dépend également de la turbulence mécanique et ainsi des caractéristiques de la surface. Il apparaît donc important dans les études de dispersion de décrire avec précision les écoulements turbulents.

1.3 Écoulements moyens et turbulents dans la couche de surface

1.3.1 Les équations fondamentales dans la couche de surface

Dans le formalisme eulérien, les écoulements dans la couche de surface sont décrits par les équations fondamentales de la dynamique des fluides (Stull, 1988 ; Garratt, 1992), adaptées à l'échelle de la partie basse de l'atmosphère. Ce sont ces équations que nous utiliserons dans nos applications à petite échelle.

Conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse (équation de continuité) s'écrit pour un fluide compressible :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1)$$

A l'échelle de la couche de surface les variations temporelles $\partial\rho/\partial t$ sont souvent négligées. C'est l'hypothèse anélastique qui permet de filtrer les ondes acoustiques tout en maintenant l'hypothèse de compressibilité. L'équation de continuité s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.2)$$

La conservation de la quantité de mouvement

La conservation de la quantité de mouvement est décrite par les équations de Navier-Stokes adaptées à la CSU, les forces de Coriolis étant donc négligées et l'écoulement étant considéré dans un plan tangent à la sphère (c'est-à-dire que l'on néglige les termes de sphéricité) :

$$\underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial t}}_{(I)} + \underbrace{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{(II)} = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_{(III)} + \underbrace{g_i}_{(IV)} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}}_{(V)} \quad (1.3)$$

- . (I) est le terme d'inertie.
- . (II) est le terme d'advection.
- . (III) est le terme gradient de pression.
- . (IV) est le terme de gravité.
- . (V) représente les effets visqueux de l'air.

On peut considérer l'air atmosphérique comme un fluide newtonien, c'est-à-dire que le tenseur des contraintes est proportionnel au tenseur des taux de déformation. Le terme (V) s'écrit alors :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \mu \left[\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \delta_{ij} \right\} \quad (1.4)$$

où μ est la viscosité dynamique ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$). En considérant que la viscosité dynamique est homogène spatialement, on fait apparaître la viscosité cinématique $\nu = \mu/\rho$ ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)

Equation d'état et conservation de l'énergie

Pour tenir compte de la teneur en vapeur d'eau d'une parcelle d'air, l'équation d'état d'un gaz parfait s'écrit pour une parcelle d'air humide :

$$p = \rho R^* T_v, \quad (1.5)$$

où p est la pression de l'air, ρ la masse volumique, R^* la constante des gaz parfaits pour l'air sec et T_v la température virtuelle définie par :

$$T_v = T(1 + 0.61q), \quad (1.6)$$

où q est l'humidité spécifique.

La variable thermique usuellement utilisée dans l'atmosphère est la température potentielle θ , définie comme la température d'une parcelle d'air amenée adiabatiquement de sa position initiale à la pression de référence 1000 hPa.

$$\theta = T\left(\frac{p_s}{p}\right)^{\left(\frac{R^*}{C_p}\right)}, \quad (1.7)$$

avec T la température de la parcelle d'air, p_s la pression de référence au niveau de la mer prise à 1000 hPa, C_p la capacité calorifique du fluide. La température potentielle virtuelle est définie de même :

$$\theta_v = T_v\left(\frac{p_s}{p}\right)^{\left(\frac{R^*}{C_p}\right)}, \quad (1.8)$$

L'équation de l'énergie (bilan de l'enthalpie) inclut les contributions du transport de la chaleur sensible mais aussi de la chaleur latente :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right) + S_\theta, \quad (1.9)$$

où λ est la conductibilité thermique moléculaire et S_θ un terme source ou puits qui peut inclure la chaleur latente lors des éventuels changements de phases ainsi que la divergence des flux radiatifs (que nous aborderons plus en détails dans le Chapitre 4).

Equation de transport d'un polluant

La dispersion d'un polluant i de concentration c_i est décrite par l'équation d'advection-diffusion :

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial c_i}{\partial x_j} = D_{mi} \frac{\partial^2 c_i}{\partial x_j \partial x_j} + R_i(c_1, c_2, \dots, c_N, T) + S_i. \quad (1.10)$$

où D_{mi} est le coefficient de diffusion moléculaire massique pour l'espèce i , R_i est le terme source ou puits par réaction chimique avec N autres constituants (qui dépend de la température T) et S_i est un terme source additionnel, comme par exemple l'injection de polluant dans le milieu ou encore la décroissance radioactive. Dans la suite nous considérerons le cas d'un polluant non réactif.

1.3.2 Prise en compte de la turbulence

Dans la couche de surface urbaine, les écoulements sont fortement turbulents. Les variables varient en temps et en espace, de manière irrégulière, autour d'une valeur moyenne. Il existe plusieurs approches pour prendre en compte la turbulence et nous reviendrons sur certaines de ces approches dans le cadre de la revue des différentes méthodes de modélisation (Chapitre 2). Une description de tels écoulements, qui est celle que nous adoptons dans notre modèle et qui est largement utilisée pour la description des écoulements atmosphériques, suit le formalisme de Reynolds (qui date de 1894) qui décompose chaque variable en la somme d'une valeur moyenne et d'une valeur turbulente :

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i, \quad (1.11a)$$

$$\rho = \overline{\rho} + \rho', \quad (1.11b)$$

$$p = \overline{p} + p', \quad (1.11c)$$

$$\theta = \overline{\theta} + \theta', \quad (1.11d)$$

$$c_i = \overline{c_i} + c'_i. \quad (1.11e)$$

avec les propriétés suivantes pour toute variable v , w et toute constante a :

$$\overline{v'} = 0, \quad (1.12a)$$

$$\overline{vw} = \overline{v} \overline{w} + \overline{v'w'}, \quad (1.12b)$$

$$\overline{v+w} = \overline{v} + \overline{w}, \quad (1.12c)$$

$$\overline{av} = a \overline{v}, \quad (1.12d)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x_i} = \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_i}. \quad (1.12e)$$

La valeur moyenne d'une variable peut être définie de différentes manières (Arya, 1999) : la moyenne temporelle, spatiale et d'ensemble. La moyenne temporelle est la plus utilisée dans l'analyse d'observations à partir d'un point fixe : elle est la moyenne arithmétique d'une grandeur discrète observée un certain nombre de fois sur une période T ou l'intégrale d'une grandeur continue divisée par T . La moyenne spatiale est de même obtenue par la moyenne arithmétique d'un nombre fini d'observations sur un certain espace. Les moyennes temporelle et spatiale ainsi définies sont subjectives, dans la mesure où doivent être choisies une période T ou une échelle spatiale L . C'est pourquoi la moyenne la plus couramment utilisée dans la théorie est la moyenne d'ensemble. Elle est définie comme la moyenne arithmétique d'un grand nombre de réalisations, répétées dans les mêmes conditions expérimentales. Pour un champ turbulent météorologique, respecter les mêmes conditions expérimentales est impossible en pratique et les moyennes utilisées sont les moyennes spatiales et temporelles.

Conservation de la masse

En décomposant la vitesse selon (1.11a) dans l'équation de conservation de la masse (1.2), en utilisant pour ρ l'approximation de Boussinesq, qui considère la variation de la masse volumique faible dans la CLA et approxime ρ par $\overline{\rho}$, sauf pour les termes de flottabilité, et en moyennant l'équation ainsi obtenue en utilisant les propriétés (1.12), on obtient pour la valeur moyenne :

$$\frac{\partial \overline{\rho} \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0, \quad (1.13)$$

La conservation de la quantité de mouvement

De manière similaire, en décomposant dans (1.3) u_i et p selon (1.11a), et (1.11c), en utilisant pour ρ l'approximation de Boussinesq et en moyennant l'équation ainsi obtenue, l'équation moyenne de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + g_i + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_j u'_i}}{\partial x_j}. \quad (1.14)$$

La prise en compte de la turbulence fait ainsi apparaître des termes supplémentaires $\bar{\rho} \overline{u'_j u'_i}$ qui représentent les contraintes de Reynolds. En l'absence de forts mouvements verticaux, les termes dominants de l'équation (1.14) pour la composante verticale sont les termes de gravité et de gradient de pression et l'on peut considérer l'état moyen en équilibre hydrostatique, qui s'écrit (avec z verticale ascendante) :

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g. \quad (1.15)$$

Conservation de l'énergie

En utilisant les décompositions (1.11a) et (1.11d), l'équation de l'énergie pour la valeur moyenne s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = \frac{1}{\bar{\rho} C_p} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} - \bar{\rho} C_p \overline{u'_j \theta'} \right) + \bar{S}_\theta. \quad (1.16)$$

Le terme $\bar{\rho} C_p \overline{u'_j \theta'}$ est le terme de flux turbulent de chaleur et le terme source \bar{S}_θ tient compte des effets moyens des transferts radiatifs et de chaleur latente.

Equation de transport d'un scalaire

De même, en utilisant (1.11e) et en moyennant (1.10), on obtient :

$$\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} = D_{mi} \frac{\partial^2 \bar{c}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_j c'_i}}{\partial x_j} + \bar{S}_i. \quad (1.17)$$

Fermetures turbulentes

Les différentes approches de modélisation des écoulements turbulents dans la CLU seront développées plus en détails dans le chapitre suivant. Le formalisme de statistique de Reynolds présenté dans cette section fait apparaître des termes de flux turbulents inconnus $\overline{u'_j u'_i}$, $\overline{u'_j \theta'}$ et $\overline{u'_j c'}$. Des équations du second ordre peuvent être établies afin de déterminer ces termes, mais font elles-mêmes apparaître de nouveaux termes du troisième ordre. Plus généralement, toute équation de termes d'ordre n fait apparaître des termes d'ordre $(n+1)$. Le problème turbulent révèle ainsi un problème de fermeture. Une solution consiste à paramétriser les termes inconnus d'ordre supérieurs à l'aide de quantités connues. Dans la CLA, on utilise principalement des fermetures du premier et second ordre. Nous présentons ici un schéma de fermeture du premier ordre, utilisé pour de nombreuses applications dans la CLA.

Ce schéma du premier ordre consiste à exprimer des flux turbulents selon le modèle de diffusivité proposé par Boussinesq en 1877. Ce modèle repose sur l'idée que le frottement turbulent est responsable d'échanges de quantité de mouvement de l'écoulement moyen et consiste à exprimer les flux turbulents en fonction des gradients moyens, qui s'écrivent (dans le cas général d'un fluide compressible) :

$$\overline{u'_j u'_i} = -\nu_t \left[\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \right], \quad (1.18a)$$

$$\overline{u'_j \theta'} = -\frac{\lambda_t}{\bar{\rho} C_p} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j}, \quad (1.18b)$$

$$\overline{u'_j c'_i} = -K_t \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_k}, \quad (1.18c)$$

avec ν_t la viscosité turbulente cinématique et λ_t la conductibilité thermique turbulente, avec $\lambda_t/(\bar{\rho} C_p) = \nu_t/Pr_t$, Pr_t étant le nombre de Prandtl turbulent, K_t la diffusivité turbulente, avec $K_t = \nu_t/Sc_t$, Sc_t étant le nombre de Schmidt turbulent. Les équations de la conservation du mouvement et de l'énergie (1.14) et (1.16) s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + g_i - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} [(\nu + \nu_t) \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k}] \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right], \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} = \frac{1}{\overline{\rho} C_p} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} \right] + \overline{S_\theta}, \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial \overline{c_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{c_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(D_{mi} + \frac{\nu_t}{Sc_t}) \frac{\partial \overline{c_i}}{\partial x_j} \right] + \overline{S_i}. \quad (1.21)$$

Reste alors à modéliser les coefficients de fermeture turbulente. Nous reviendrons en détails sur cet aspect dans le Chapitre 2, dans la revue des différentes approches pour modéliser les écoulements turbulents.

Il faut noter que ces relations ne reposent pas sur une théorie rigoureuse mais sur une simple analogie et si ν , λ et D_i définissent des propriétés du fluide, ν_t , λ_t et K_t définissent des propriétés de l'écoulement turbulent et dépendent donc fortement des conditions de l'écoulement (Arya, 1999).

Il existe en outre des cas connus où ce type de fermeture n'est pas applicable (par exemple les 'flux à contre-gradient') et pour lesquels il faut prendre une fermeture d'ordre plus élevé comme $R_{ij} - \epsilon$ ou une approche LES (voir Chapitre 2).

1.3.3 La stratification thermique de l'atmosphère

Nous montrerons dans notre étude détaillée de l'écoulement et de la dispersion dans une ville idéalisée (Chapitre 3) que la prise en compte de la stabilité de l'atmosphère n'est pas à négliger dans les simulations (ce qui est souvent fait dans ce type d'études). Nous présentons alors ici les processus physiques régissant la stratification de l'atmosphère et les grandeurs utilisées pour la caractériser.

Stabilité de l'atmosphère

Dans la CLA, la température et l'humidité ne sont pas toujours homogènes verticalement, leurs variations entraînant des variations verticales de la masse volumique. Considérons une parcelle d'air déplacée verticalement dans une atmosphère ainsi stratifiée. Elle

est alors de masse volumique différente de celle de l'air qui l'entoure et est ainsi soumise aux forces de flottabilité. Celles-ci, qui s'expriment selon le principe d'Archimède, peuvent s'approximer pour un déplacement infinitésimal Δz de la parcelle (Arya, 1999) :

$$F_f \approx -\frac{g}{T_v} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \Delta z. \quad (1.22)$$

Est défini stable tout état de stratification où les forces de flottabilité tendent à ramener cette parcelle d'air vers son état initial, c'est-à-dire $F_f < 0$, et instable tout état où les forces de flottabilité ont tendance à éloigner la parcelle de son état initial, c'est-à-dire $F_f > 0$. De l'équation (1.22) se déduisent alors des critères locaux de stabilité statique de l'atmosphère :

- l'atmosphère est neutre si $\partial \theta_v / \partial z = 0$,
- l'atmosphère est stable si $\partial \theta_v / \partial z > 0$,
- l'atmosphère est instable si $\partial \theta_v / \partial z < 0$.

Afin de mieux comprendre les effets de la stratification sur la production de turbulence, écrivons l'équation de l'énergie cinétique turbulente : $k = 0.5 \overline{u_i'^2}$. Pour en simplifier l'interprétation, nous faisons ici des hypothèses simplificatrices d'un fluide incompressible et d'homogénéité horizontale (Garratt, 1992) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{w} \frac{\partial k}{\partial z} = & \underbrace{\frac{g}{\theta_v} (\overline{w' \theta_v'})}_I - \underbrace{\overline{u' w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \overline{v' w'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}}_{II} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{w' k})}{\partial z}}_{III} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial k}{\partial z} \right)}_{IV} \\ & - \underbrace{\frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial (\overline{w' p'})}{\partial z}}_V - \underbrace{\overline{\epsilon}}_{VI}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

avec :

- . (I) est le terme de production/destruction thermique par les forces de flottabilité.
- . (II) est terme de production/destruction dynamique par le cisaillement.
- . (III) représente la diffusion turbulente de l'énergie.
- . (IV) représente la diffusion moléculaire de l'énergie.
- . (V) représente la distribution de l'énergie par les fluctuations de pression.
- . (VI) est le terme de dissipation (toujours positif).

Comme (II) est très souvent positif (le flux atténuant le gradient, $\overline{u'w'} \partial \bar{u} / \partial z < 0$), c'est le signe du terme (I) de production thermique qui détermine le régime de production ou de destruction de l'énergie cinétique turbulente. On retrouve donc les effets décrits précédemment : dans une atmosphère stable, le terme (I) est négatif et peut compenser celui de production par cisaillement (II) et dans une atmosphère instable, (I) est positif et contribue à la production d'énergie turbulente. Afin d'évaluer les effets de la stratification thermique, le ratio de ces deux termes est évalué par le nombre de Richardson R_f (le signe négatif du terme (II) étant omis par convention) :

$$R_f = \frac{\beta \overline{w'\theta'_v}}{\overline{u'w'} \partial \bar{u} / \partial z + \overline{v'w'} \partial \bar{v} / \partial z}, \quad (1.24)$$

avec $\beta = g/\bar{\theta}_v$, le coefficient de flottabilité. Le dénominateur étant dans la plupart des cas négatif, R_f est positif pour les écoulements stables ($\beta \overline{w'\theta'_v} < 0$), négatif pour les écoulements instables ($\beta \overline{w'\theta'_v} > 0$) et nul pour les écoulements neutres. $R_f = 1$ apparaît comme une valeur critique car les forces de flottabilité compensent alors la production dynamique par le cisaillement. En outre, si $R_f \ll 0$ (c'est-à-dire si $\beta \overline{w'\theta'_v} \gg 0$ ou si le dénominateur tend vers 0), alors la production thermique de turbulence domine et le régime est dit en convection libre. A l'inverse, si $|R_f| \ll 1$, la production dynamique domine et le régime est dit en convection forcée.

En utilisant les relations de fermeture (1.18a) (écrite dans les hypothèses d'un fluide incompressible et d'homogénéité horizontale) et (1.18b), on définit également le nombre de Richardson de gradient :

$$R_i = \frac{\beta \partial \bar{\theta}_v / \partial z}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2 + (\partial \bar{v} / \partial z)^2}. \quad (1.25)$$

Des études mettent en évidence deux valeurs $R_c = 0.21$ à 0.25 et $R_T = 1$ qui définissent les critères de stabilité dynamique (Stull, 1988) :

- . Si $R_i < R_c$, l'écoulement laminaire devient turbulent.
- . Si $R_i > R_T$, l'écoulement turbulent devient laminaire.

1.3.4 Théorie de similitude dans la couche de surface

Pour certaines études, il est nécessaire de développer des paramétrisations des flux par des relations simples. Ce sera en particulier notre cas pour définir les conditions aux limites de grande échelle pour nos simulations numériques.

Ces relations empiriques sont obtenues par des études de similitude, fondées sur une analyse dimensionnelle et le théorème de Buckingham, qui relie les échelles caractéristiques sous forme de nombres adimensionnels. Considérons une couche de surface stationnaire au-dessus d'un sol plat et homogène, c'est-à-dire en excluant toute canopée, où les écoulements présentent une grande homogénéité horizontale. On estime alors que les flux verticaux varient de moins de 10%. En prenant l'axe des x selon la direction du vent et en négligeant les forces de pression, les équations (1.14) et (1.16) s'expriment :

$$\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{w'u'} = u_*^2, \quad (1.26)$$

$$-\lambda \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \bar{\rho} C_p \overline{w'\theta'} = Q_0, \quad (1.27)$$

où u_* et Q_0 sont des constantes respectivement la vitesse de frottement et le flux de chaleur au sol.

Cas d'une couche de surface neutre

D'après le théorème de Buckingham, si une relation dépend de n variables impliquant k dimensions physiques, alors cette relation peut être remplacée par une nouvelle fonction F de $n-k$ paramètres adimensionnels indépendants. Comme l'équation (1.26) relie 4 paramètres et implique 2 dimensions (L et T), on peut établir une fonction de deux variables adimensionnelles :

$$\Pi_1 = \frac{zu_*}{\nu}, \quad (1.28a)$$

$$\Pi_2 = \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{z}{u_*}, \quad (1.28b)$$

reliées par $\Pi_2 = F(\Pi_1)$. Π_1 est équivalent à un nombre de Reynolds : comme $\Pi_1 \gg 1$ l'écoulement est indépendant de Π_1 et Π_2 est une constante. D'où la relation :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{z}{u_*} = \frac{1}{\kappa}. \quad (1.29)$$

Cette relation a été vérifiée par de nombreuses expériences en laboratoire et κ est la constante de von Kàrmàn, qui est une constante empirique estimée à 0.4. Dans le cas d'une surface rugueuse, (1.29) s'intègre selon :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (1.30)$$

pour $z \gg z_0$, où z_0 est la longueur de rugosité dynamique.

Cas d'une couche limite stratifiée

Dans une atmosphère stratifiée, l'écoulement doit aussi dépendre de $\beta = g/\overline{\theta}_v$ et de Q_0 . Le problème précédent implique maintenant 5 paramètres ($\partial \bar{u}/\partial z$, z, u_* , β , Q_0) et 3 dimensions (T,L,K). Il faut donc introduire un paramètre adimensionnel supplémentaire :

$$\Pi_3 = \frac{z}{L}, \quad (1.31)$$

avec

$$L = -\frac{\bar{\rho} C_p u_*^3}{\kappa \beta Q_0} = \frac{u_*^2}{\kappa \beta \theta_*} \quad (1.32)$$

où $\theta_* = -Q_0/(\bar{\rho} C_p u_*)$ est l'échelle de température, appelée température de frottement. L est la longueur de Monin-Obukhov, qui définit une échelle de longueur pour la flottabilité. Le paramètre $\zeta = z/L$ mesure l'importance relative des effets de cisaillement et de flottabilité, à l'instar du nombre de Richardson Ri (1.25) introduit précédemment, et définit ainsi des critères de stabilité :

- si $\zeta = 0$, (ou $L \rightarrow +\infty$), l'atmosphère est neutre.
- si $\zeta > 0$, (ou $L > 0$), l'atmosphère est stable.
- si $\zeta < 0$, (ou $L < 0$), l'atmosphère est instable.

La théorie de similitude appliquée au profil de vitesse conduit à la relation de similitude de Monin et Obukhov :

$$\left(\frac{\kappa z}{u_*}\right) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right) = \phi_m(\zeta). \quad (1.33)$$

Similairement, pour la température, on obtient :

$$\left(\frac{\kappa z}{\theta_*}\right) \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right) = \phi_h(\zeta). \quad (1.34)$$

avec ϕ_m et ϕ_h les fonctions de Monin-Obukhov.

L'intégration de (1.33) et 1.34) permet d'obtenir les profils suivants :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m(\zeta) \right), \quad (1.35)$$

$$\frac{(\bar{\theta} - \bar{\theta}_0)}{\theta_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln\left(\frac{z}{z_{0T}}\right) - \psi_h(\zeta) \right), \quad (1.36)$$

où θ_0 est la température potentielle à la surface, z_0 la rugosité dynamique et z_{0T} la rugosité thermique, une échelle surfacique de longueur pour la température, qui vérifie pour la plupart des surfaces naturelles $\ln(z_0/z_{0T}) \approx 2$, cette quantité pouvant atteindre 20 pour les surfaces urbaines (Garatt, 1992). $\psi_m(\zeta)$ et $\psi_h(\zeta)$ sont données par :

$$\psi_m(\zeta) = \int_{z_0/L}^{z/L} [1 - \phi_m(\zeta)] \frac{d\zeta}{\zeta}, \quad (1.37a)$$

$$\psi_h(\zeta) = \int_{z_{0T}/L}^{z/L} [1 - \phi_h(\zeta)] \frac{d\zeta}{\zeta}. \quad (1.37b)$$

A partir de diverses expériences, des formes approchées des fonctions de Monin-Obukhov ont été déterminées. Les plus utilisées sont celles proposées par Businger et Dyer :

$$\phi_m(\zeta) = \phi_h(\zeta) = 1 + 5 \zeta, \text{ pour } 0 \leq \zeta < 1, \quad (1.38a)$$

$$\phi_m^2(\zeta) = \phi_h(\zeta) = (1 - 15 \zeta)^{-1/2}, \text{ pour } -5 < \zeta < 0. \quad (1.38b)$$

Les formes intégrales (1.37a) et (1.37b) sont alors approximées par :

$$\psi_m(\zeta) = -5 \zeta, \text{ pour } 0 \leq \zeta < 1, \quad (1.39a)$$

$$\begin{aligned} \psi_m(\zeta) = & 2 \ln \left(\frac{1+x(\zeta)}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2(\zeta)}{2} \right) \\ & - 2 \tan^{-1}(x(\zeta)) + \frac{\pi}{2}, \text{ pour } -5 < \zeta < 0, \end{aligned} \quad (1.39b)$$

et

$$\psi_h(\zeta) = -5 \zeta, \text{ pour } 0 \leq \zeta < 1, \quad (1.40a)$$

$$\psi_h(\zeta) = 2 \ln \left(\frac{1+x^2(\zeta)}{2} \right), \text{ pour } -5 < \zeta < 0. \quad (1.40b)$$

avec $x(\zeta) = (1 - 15 \zeta)^{1/4}$.

1.4 Influence de la structure urbaine

A cause de son hétérogénéité, de la hauteur des obstacles et des différents matériaux qui la composent, la surface urbaine a une influence importante sur l'atmosphère sus-jacente et la couche limite urbaine est un cas très particulier de couche limite atmosphérique. Nous présentons dans cette section les principaux effets de la structure urbaine qui seront abordés en détails dans les chapitres suivants.

1.4.1 Effets dynamiques

Les principaux effets dynamiques sont un ralentissement local de l'écoulement, dû à la résistance que les obstacles exercent sur le vent, et une augmentation de la turbulence, due à la forte rugosité caractéristique des surfaces urbaines. Les bâtiments peuvent aussi, selon leur agencement, avoir pour effet de dévier verticalement et horizontalement l'écou-

lement moyen qui les surplombe (Bornstein, 1987). Les écoulements au sommet de la canopée urbaine sont caractérisés par une forte zone de cisaillement où l'énergie cinétique de l'écoulement moyen est transformée en énergie cinétique turbulente : au niveau des toits, le profil de turbulence à l'intérieur de la canopée urbaine est caractérisé par une intensité accrue près du niveau des toits (Roth, 2000 ; Kastner-Klein et Rotach (2004)). A l'intérieur de la canopée, les effets dynamiques peuvent être très complexes : dans le sillage des bâtiments, se développent des zones de recirculation qui dépendent de la dimension et de l'espacement des obstacles (Oke, 1987) sont propices au mélange, à la diffusion de quantité de mouvement et à la dissipation de l'énergie turbulente.

1.4.2 Effets thermiques

Le climat urbain diffère de celui des zones rurales environnantes. Pour exemple, l'îlot de chaleur urbain qui est caractérisé la nuit par un air plus chaud de 3 à 10 K en ville qu'à la campagne (Oke, 1987). Au bilan énergétique, doit s'ajouter un flux anthropique caractérisant les effets du trafic, du chauffage domestique ou des productions industrielles. En outre, le rayonnement est modifié par la structure urbaine : le rayonnement solaire absorbé y est plus important, à cause de la surface accrue du milieu ainsi que des réflexions multiples sur les parois des bâtiments. La nuit, le rayonnement infrarouge émis par les matériaux est également piégé à l'intérieur de la canopée par les réflexions multiples. Une conséquence en est généralement une diminution de la stabilité de l'atmosphère la nuit. Enfin, la modification de l'écoulement entraîne une modification des flux convectifs et ainsi des échanges de chaleur.

1.4.3 Effets sur la dispersion

La dispersion des polluants dépend fortement des conditions météorologiques locales : A l'échelle de la ville, l'augmentation de la turbulence et la diminution de la stabilité de la couche limite au-dessus des zones urbaines ont pour conséquence de modifier la dispersion. A l'échelle de la rue, les effets sont plus complexes car ils sont fortement tributaires de l'agencement des obstacles. Si les zones de recirculation qui se forment dans le sillage des bâtiments ont tendance dans la plupart des larges rues à renouveler l'air en augmentant la ventilation, ce n'est pas le cas dans les rues étroites, où la formation d'un vortex stable a pour effet contraire de piéger les polluants. Dans les rues relativement longues et sans intersection, il a également été montré que les vents d'incidence perpendiculaire étaient

plus efficaces pour diminuer les concentrations de polluants que les vents d'incidence parallèle (Vardoulakis et al. 2003).

Conclusion

Ce chapitre décrit la couche de surface urbaine, qui est la partie de l'atmosphère dans laquelle se situe notre étude, en présentant les différents phénomènes physiques que nous allons prendre en compte par la suite. La structure particulière des villes y influence fortement les écoulements turbulents et la dispersion des polluants. Je vais maintenant développer les différentes approches qui existent pour les modéliser.

Chapitre 2

Modélisation de la dispersion en milieu urbain

Introduction

La modélisation de la dispersion en milieu urbain fait l'objet de nombreuses études. Dans ce chapitre, je présente une revue détaillée des travaux effectués dans ce domaine. En effet, si notre travail se concentre sur des études micrométéorologiques avec un modèle de CFD à l'intérieur de la canopée urbaine, il convient de le situer par rapport aux différentes approches de modélisation et aux études aux autres échelles.

Après avoir décrit différents outils numériques utilisés pour modéliser les écoulements turbulents, je propose une revue des modèles qui étudient l'influence de la surface urbaine sur les écoulements, à différentes échelles. Je présente ensuite différents aspects de la modélisation de la dispersion, non seulement en termes de concentrations moyennes mais également de fluctuations des concentrations. Je décris enfin le modèle *Mercur* qui est le modèle que nous utilisons dans nos simulations.

2.1 La modélisation numérique des écoulements turbulents

La difficulté de la modélisation des écoulements turbulents réside dans le fait qu'il n'y a pas de séparation entre les grandes et les petites échelles : on ne peut pas traiter le

comportement à grande échelle sans tenir compte des petites échelles et inversement. Si les mouvements de grande échelle contiennent l'essentiel de l'énergie cinétique et sont responsables des échanges turbulents de quantité de mouvement, de chaleur et de masse, les mouvements de petite échelle sont principalement responsables de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, le transfert de l'énergie des grandes vers les petites échelles se faisant par un processus de cascade (Arya, 1999). Dans le chapitre précédent, ont été présentées les équations régissant les écoulements turbulents dans l'atmosphère. Ce système d'équation, fortement non-linéaire, ne présente pas en pratique de solutions analytiques. Il existe néanmoins différentes méthodes numériques qui permettent de modéliser ces écoulements.

Je présente dans cette section différents outils numériques pour modéliser les écoulements turbulents avant de décrire plus en détails l'approche que nous avons choisie.

2.1.1 La simulation numérique directe - Direct Numerical Simulation (DNS)

La simulation numérique directe consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes en tenant compte de toutes les échelles du mouvement. D'après la théorie de Kolmogorov en 1941, le rapport des échelles de longueur entre les plus grands et les plus petits tourbillons, est proportionnelle à $Re^{3/4}$, Re étant le nombre de Reynolds de l'écoulement. On comprend alors les limites d'une telle approche, lorsque l'on veut modéliser des phénomènes de grandes échelle : à titre indicatif, pour résoudre des phénomènes à l'échelle d'une centaine de mètres, pour des vitesses d'environ 1m/s, le nombre de Reynolds est de l'ordre de 10^7 . Le rapport entre les plus grandes et les plus petites échelles est alors compris entre 10^5 et 10^6 , ce qui signifie que pour capturer toutes les échelles, il faut que les plus petites mailles aient une résolution de 0.1 à 1 mm. Une modélisation tridimensionnelle nécessiterait alors un nombre de mailles supérieur à 10^{15} . Pendant longtemps, l'insuffisance des moyens informatiques interdisait toute approche de type DNS. Cependant aujourd'hui, avec l'apparition des super calculateurs et en exploitant le calcul parallèle, la DNS peut être envisagée. Comme nous le verrons dans la section suivante, cette méthode est encore réservée à des études à très petite échelle, un nombre de mailles de l'ordre de 10^{15} étant encore largement irréaliste.

2.1.2 Large Eddy Simulation (LES)

Afin de pallier à ces limites, dans la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation), les mouvements de grande échelle sont résolus explicitement, tandis que les effets des plus petites échelles sont représentés par les modèles simples. Cela permet de réduire considérablement le coût calcul exigé par une approche DNS. De plus, la résolution explicite des grandes échelles fait de la LES une approche plus précise et plus fiable que l'approche des moyennes de Reynolds (voir le paragraphe suivant). Une modélisation LES consiste donc à décomposer la vitesse $u(x, t)$ en une composante résolue $\bar{u}(x, t)$ et une composante résiduelle (ou composante sous-maille) $u'(x, t)$. Les équations de Navier Stokes ainsi 'filtrées' s'obtiennent à partir des équations standard (1.2-1.3). L'équation de la conservation du moment comprend alors un terme τ'_{ij} qui est le tenseur sous-maille des contraintes, provenant des processus de petites échelles. La fermeture des équations s'obtient alors en modélisant le tenseur résiduel, le modèle le plus classiquement utilisé étant celui proposé par Smagorinsky en 1963 : le tenseur τ'_{ij} est exprimé comme le produit du tenseur des contraintes de l'écoulement filtré \bar{S}_{ij} et d'une viscosité sous-maille ν_s :

$$\tau'_{ij} = 2\nu_s \bar{S}_{ij} = 2\nu_s \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.1)$$

La viscosité sous-maille est modélisée par :

$$\nu_s = l_s^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}, \quad (2.2)$$

où l_s est l'échelle de longueur de Smagorinsky donnée par :

$$l_s = C_s \Delta, \quad (2.3)$$

avec C_s le coefficient de Smagorinsky et $\Delta = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3}$ la largeur du filtre (Pope, 2000). Si l'approche LES est largement utilisée pour des études de petite échelle, aussi bien pour des études environnementales que des études d'ingénierie, elle est également utilisée pour les études de la couche limite atmosphérique de plus grande échelle : Beare et Macvean (2004) utilisent ainsi des simulations LES pour des études de la couche li-

mite stable en introduisant dans l'expression de la viscosité sous-maille ν_s une fonction dépendant du nombre de Richardson.

2.1.3 Reynolds Average Navier Stokes (RANS)

Une troisième approche pour modéliser les écoulements turbulents est l'approche statistique de Reynolds appliquée aux équations de Navier Stokes (Reynolds Average Navier Stokes). Cette approche, largement utilisée pour les écoulements atmosphériques, a été introduite dans le chapitre précédent pour décrire les écoulements dans la couche de surface urbaine et est celle de notre modèle. Si l'approche RANS donne des résultats moins fiables que les modèles de LES ou DNS, nous l'avons choisie car elle a l'avantage d'être moins coûteuse. Nous faisons en effet des simulations numériques à échelle réelle et malgré les avancées informatiques une approche DNS n'est pas encore concevable, même à l'échelle locale. Si l'approche LES est largement utilisée pour des études à échelle réelle, elle reste cependant encore coûteuse et ne permet pas de faire un nombre important de simulations, ce que nous souhaitons faire pour valider notre modèle.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, elle consiste à décomposer les variables en une valeur moyenne et une valeur fluctuante et mène au système d'équations (1.13) - (1.14) - (1.16), fermé par les relations de clôture turbulente (1.18a) et (1.18b). Reste alors à modéliser les coefficients de diffusion turbulente. Il existe pour cela plusieurs approches :

Le modèle de longueur de mélange :

Cette première formulation introduite par Prandtl en 1925 est un schéma à zéro équation de transport qui consiste à exprimer les coefficients de diffusion turbulente en fonction des paramètres de l'écoulement et de la géométrie :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (2.4a)$$

$$\frac{\nu_t}{Pr_t} = l_m l_h \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|, \quad (2.4b)$$

où l'on rappelle que Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent. Les longueurs introduites l_m et l_h sont les longueurs de mélange pour le moment et la chaleur, qui sont choisies empiriquement. Près de la surface et dans un cas de couche limite stable, l_m est souvent estimée par $l_m = \kappa z$. Si l'hypothèse de longueur de mélange a l'avantage de proposer une

formulation simple, les relations empiriques sur lesquelles elle repose en préfigurent les limitations (Arya, 1999).

Le modèle de Louis :

Ce modèle proposé par Louis en 1979 est souvent utilisé dans les systèmes de prévision météorologique. Il suit une formulation analogue à celle de Prandtl : les coefficients de diffusion turbulente sont calculés en fonction de la longueur de mélange l et du nombre de Richardson de gradient (1.25) (Musson-Genon, 1995) :

$$\nu_t = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}} \right| F_m(R_i), \quad (2.5a)$$

$$\frac{\nu_t}{Pr_t} = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}} \right| F_h(R_i), \quad (2.5b)$$

où F_m et F_h sont des fonctions qui dépendent de la stabilité de l'atmosphère. Pour un cas stable :

$$F_m(R_i) = [1 + x_m b Ri (1 + d Ri)^{-1/2}]^{-1}, \quad (2.6a)$$

$$F_h(R_i) = [1 + x_h b Ri (1 + d Ri)^{1/2}]^{-1}, \quad (2.6b)$$

et pour un cas instable :

$$F_{m,h}(R_i) = [1 - (x_{m,h} b Ri) \left[(1 + 3bc \left(\frac{l^2}{z^2} \right) \left(\frac{|Ri|}{27} \right)^{1/2} \right]^{-1}], \quad (2.7)$$

avec $b = c = d = 5$, $x_m = 2$ et $x_h = 3$.

Le modèle k - l :

Afin de pallier à l'empirisme des relations (2.4a) et (2.4b) la viscosité turbulente est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente k et une longueur de mélange l_m :

$$\nu_t = C_{lk} l_m k^{1/2}, \quad (2.8)$$

où C_{lk} est une constante. Ce modèle est dit à une équation de transport, car il nécessite l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente qui peut s'écrire, en utilisant les relations de fermeture (1.18a) et (1.18b) (Garratt, 1992) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} &= \frac{g_i}{\overline{\theta_v}} \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ &+ \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \epsilon. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Dans cette expression, le transport de l'énergie par la turbulence et par les fluctuations de pression (équivalent des termes (IV) et (V) de l'équation (1.23) pour un cas non homogène) est modélisé de manière artificielle en introduisant le nombre de Prandtl pour k , σ_k (Duynderke, 1988).

Dans le modèle k - l , le terme de dissipation de cette équation est paramétré en utilisant la relation de Kolmogorov (e.g. Musson-Genon, 1995) :

$$\epsilon = C_{l\epsilon} \frac{k^{3/2}}{l_m}. \quad (2.10)$$

où $C_{l\epsilon}$ est une constante. Les constantes, C_{lk} et $C_{l\epsilon}$ des équations (2.8) (2.10) et σ_k de l'équation (2.9) dans la couche de surface sont données dans les modèles classiques dans le Tableau 2.1 (Pielke, 1984).

σ_k	C_{lk}	$C_{l\epsilon}$
1.66	0.54	0.16

TAB. 2.1: Constantes pour le modèle k - l (Pielke, 1984)

Le problème de fermeture consiste alors à déterminer la longueur de mélange. Les modèles de longueur de mélange à une et deux équations ont été testés avec le modèle MERCURE (Buty et al., 1988).

Le modèle k - ϵ :

Si le modèle k - l est simple à mettre en oeuvre, une limitation, à l'instar du modèle à zéro équation de transport, réside dans la détermination de la longueur de mélange. C'est pourquoi nous avons choisi le modèle de fermeture k - ϵ à deux équations de transport (Launder et Spalding, 1974). Il consiste en effet à établir une équation non pas pour l_m , mais pour l'expression $k^{3/2}/l_m$, proportionnelle à la dissipation (Eq. 2.10), ce qui fait disparaître la longueur de mélange du modèle. La viscosité turbulente s'exprime alors

par :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (2.11)$$

où C_μ est une constante. Reste alors à établir l'équation pour le taux de dissipation. Cette dernière s'écrit :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} P - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k}, \quad (2.12)$$

où P est le terme de production par le cisaillement moyen et les forces de flottabilité donné par :

$$P = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + C_{3\epsilon} \frac{g_i}{\theta_v} \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial x_i} \quad (2.13)$$

avec, afin de ne tenir compte que de la contribution positive des termes de flottabilité : $C_{3\epsilon} = 0$ en atmosphère stable et $C_{3\epsilon} = 1$ en atmosphère instable (Viollet, 1988). Les autres constantes du modèle k - ϵ proposés par Launder et Spalding (1974) sont donnés dans le Tableau 2.2.

σ_k	σ_ϵ	C_μ	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$
1	1.3	0.09	1.44	1.92

TAB. 2.2: Constantes pour le modèle k - ϵ (Launder et Spalding, 1974)

Le modèle k - ϵ est largement utilisé dans la modélisation numérique des écoulements turbulents. Néanmoins, certaines applications en ont révélé les faiblesses. Ainsi, Byrne et Holdo (1998) ont mis en évidence une surévaluation par le modèle du terme de dissipation de l'énergie cinétique turbulence. En présence d'obstacles, il a été également observé l'apparition d'un point de stagnation à proximité des parois, où l'énergie cinétique turbulente et la viscosité turbulente sont surévaluées (Kato et Launder, 1993; Lien et Yee, 2004). Afin de pallier à ces faiblesses, plusieurs modèles ont été dérivés du modèle d'origine de Launder et Spalding (1974).

Afin de compenser la surestimation du terme de dissipation, le modèle RNG- k - ϵ (pour 'renormalisation group') proposé par Yakhot et al. (1992) consiste à introduire un terme

puits dans l'équation de la dissipation :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} P - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} - R, \quad (2.14)$$

où R rend compte du non-équilibre du taux de contraintes de cisaillement de l'écoulement :

$$R = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \epsilon^2}{(1 + \beta_0 \eta^3) k} \quad (2.15a)$$

$$\eta = \frac{k}{\epsilon} \left[\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right]^{1/2}, \quad (2.15b)$$

où η_0 et β_0 sont des constantes. Afin de contourner l'anomalie liée à l'apparition d'un point de stagnation près des parois, le modèle Kato-Launder (K-L) k - ϵ (ou k - Ω) consiste à modifier le terme de production P (2.13) (Kato et Launder, 1993 ; Lien et Yee, 2004) : si dans le modèle classique le terme de production P peut s'écrire sous la forme

$$P = C_\mu \epsilon |\overline{S}|^2, \quad (2.16)$$

avec

$$|\overline{S}| = \frac{k}{\epsilon} (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{1/2}, \quad \overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right), \quad (2.17)$$

il est modifié dans le modèle K-L k - ϵ :

$$P = C_\mu \epsilon |\overline{S}| |\overline{\Omega}|, \quad (2.18)$$

avec

$$|\overline{\Omega}| = \frac{k}{\epsilon} (2 \overline{\Omega}_{ij} \overline{\Omega}_{ij})^{1/2}, \quad \overline{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right), \quad (2.19)$$

$\overline{\Omega}_{ij}$ étant le tenseur de vorticité. Dans les zones où les contraintes sont irrotationnelles, typiquement près des parois où apparaît un point de stagnation $|\overline{\Omega}| \approx 0$, ce qui élimine la surproduction de k .

Si le modèle $k-\epsilon$ standard a été testé dans de nombreuses situations différentes, ce n'est pas le cas pour les modèles $k-\Omega$ et RNG $k-\epsilon$, dont les résultats peuvent être tributaires d'applications particulières.

Un point important à souligner est que les constantes des modèles $k-l$ et $k-\epsilon$ proposées dans les Tableaux 2.1 et 2.2 sont celles utilisées dans les modèles classiques. Elles sont cependant loin d'être universelles : dans les différentes études des écoulements atmosphériques, les jeux de constantes varient en fonction des conditions d'application des modèles. Par exemple, pour le modèle $k-l$, s'ajoutent les constantes proposées par Bougeault et Lacarrère (1989) ou Musson-Genon (1995) et pour le modèle $k-\epsilon$, les constantes utilisées par Duynkerke (1988), Musson-Genon (1995) ou Kim et Baik (2004), ces derniers appliquant le modèle RNG- ϵ . Nous reviendrons en détails sur ce point dans le Chapitre 3, où nous comparons, pour nos applications, les trois modèles $k-\epsilon$ de Launder et Spalding (1974), Duynkerke (1988) et Musson-Genon (1995).

Après avoir décrits quelques outils numériques pour modéliser les écoulements turbulents, je propose une revue détaillée des différentes approches utilisées pour prendre en compte le milieu urbain, dans un premier temps pour les études des écoulements puis pour les études spécifiques à la dispersion.

2.2 La prise en compte du milieu urbain dans la modélisation des écoulements : un problème d'échelle

Les différentes approches pour modéliser les effets urbains sur les écoulements atmosphériques dépendent avant tout de l'échelle à laquelle on veut étudier et modéliser les processus physiques. Britter et Hanna (2003) distinguent ainsi quatre échelles spatiales pour l'étude des écoulements et de la dispersion en milieu urbain :

- o l'échelle régionale (jusqu'à 100-200 km) à laquelle le milieu urbain est vu comme une perturbation,
- o l'échelle de la ville (jusqu'à 10 -20 km), à laquelle les effets des bâtiments sont moyennés,
- o l'échelle du quartier (jusqu'à 1-2 km) à laquelle les effets des bâtiments peuvent aussi être moyennés, mais où l'on s'intéresse également aux phénomènes à l'intérieur de

la canopée,

- o l'échelle de la rue (jusqu'à 100 - 200 m) à laquelle on s'intéresse à l'interaction entre les obstacles et où ceux-ci sont modélisés explicitement.

Je présente dans cette section différentes approches utilisées dans la communauté atmosphérique pour modéliser les effets urbains sur des écoulements, en distinguant trois échelles spatiales inspirées de celles de Britter et Hanna (2003) : l'échelle méso (de l'ordre de 10 km à 200 km) qui regrouperait donc l'échelle régionale et l'échelle de la ville, l'échelle locale (de quelques mètres à quelques centaines de mètres) qui irait donc de l'échelle de la rue à celle du quartier et enfin une échelle intermédiaire entre les deux premières, appelée parfois échelle sub-méso (de la centaine de mètres à la dizaine de km) qui irait donc de l'échelle du quartier à celle de la ville.

Les modèles ont un degré de complexité et de précision propre à chaque échelle. Bien sûr, les processus physiques agissant à une certaine échelle vont interagir avec ceux des autres échelles : ainsi les modèles de plus petite échelle, qui prennent en compte les phénomènes les plus complexes, peuvent servir à la paramétrisation des modèles de plus grande échelle et ces derniers à définir les conditions aux limites des modèles de petite échelle, en déterminant, par exemple, les conditions météorologiques ou de stabilité. Cette notion d'interaction entre les modèles est primordiale pour aborder les différentes approches et leurs domaines d'application.

2.2.1 L'échelle méso

A cette échelle, la ville est considérée dans son ensemble et la hauteur de la couche de rugosité est souvent inférieure à la résolution verticale des modèles. Dans l'approche RANS, le profil de vent près de la surface est alors communément modélisé dans le cadre de la théorie de similitude de Monin-Obukhov introduite dans la section 1.2.4. A cause de la hauteur des obstacles, le modèle nécessite une correction afin tenir compte du déplacement du vent par rapport au niveau du sol et le profil de vent moyen s'écrit alors sous la forme générale :

$$\overline{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right], \quad (2.20)$$

où u_* est la vitesse de friction, d est la hauteur de déplacement, z_0 est la rugosité moyenne de la ville et ψ_m est la fonction définie par (1.39a) et (1.39b). D'un point de vue physique, $z_0 + d$ est la hauteur moyenne à laquelle le moment est absorbé par la surface et vérifie donc que l'écoulement s'annule pour $z = z_0 + d$. En pratique, d est souvent prise comme la hauteur moyenne de la canopée. A cause de l'invalidité du modèle pour $z < d$, le niveau vertical le plus bas des modèles est souvent pris proche de $z_0 + d$ (bien qu'en toute rigueur, il devrait être à la hauteur de la sous-couche rugueuse) et le profil de vent est écrit :

$$\overline{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z + z_0}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right]. \quad (2.21)$$

Stull (1988) propose différents z_0 en fonction des types de sols naturels et urbains ('land-use catégories'), qui souffrent cependant d'un manque de précision dans la description des surfaces urbaines. Depuis une quinzaine d'années, des efforts ont été faits dans les modèles à méso-échelle pour y améliorer la représentation des zones urbaines. Plusieurs auteurs ont proposé des méthodes pour déterminer de manière plus précise les longueurs de rugosités urbaines, soit en s'appuyant sur les caractéristiques géométriques de la ville (méthodes dites morphométriques), soit en utilisant des observations in situ de vent et de turbulence (Grimmond et Oke, 1999).

Parmi les méthodes morphométriques, la plus simple consiste à exprimer z_0 et d comme une fraction de la hauteur moyenne des bâtiments H (Hanna et Chang, 1992). Bottema (1997) et Macdonald et al. (1998) estiment d et z_0 en fonction des indices de densité horizontaux et verticaux λ_P et λ_F définis par :

$$\lambda_P = \frac{A_P}{A_T}, \quad \lambda_F = \frac{A_F}{A_T}, \quad (2.22)$$

A_T étant la surface urbaine totale, A_P la surface horizontale recouverte par les éléments et A_F la surface verticale occupée par des éléments (Figure 2.1). Bottema (1997) propose des expressions pour d et z_0 , qui dépendent de la densité mais aussi de la configuration des obstacles (alignés ou décalés). Grimmond et Oke (1999) font une étude de sensibilité à la densité de différentes méthodes morphométriques et comparent les résultats des modèles avec des valeurs obtenues à partir d'observations sur site réel ou en laboratoire. Grimmond et Oke (1999) comparent différentes méthodes anémométriques (à partir mesures de vent et de turbulence) afin d'estimer la rugosité de différents quartiers de villes aux Etats Unis et soulignent la forte dépendance de ces méthodes à la qualité des obser-

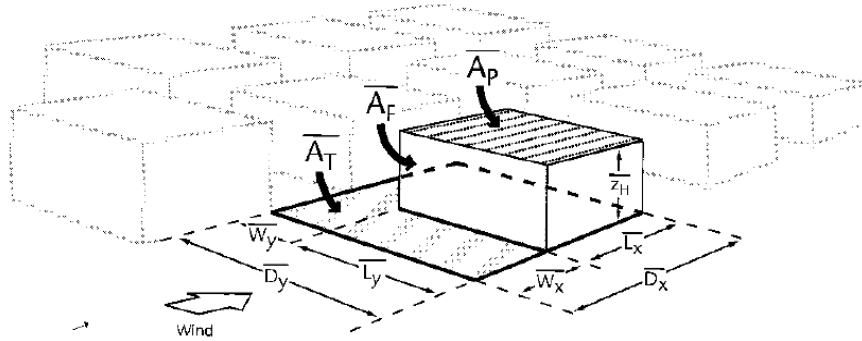


FIG. 2.1: Définitions des dimensions utilisées dans les études morphométriques (d'après Grimmond et Oke, 1999)

vations. Plus récemment, Rooney et al. (2005) proposent une méthode qui combine des mesures in situ de vent et des observations satellitaires pour évaluer les rugosités urbaines.

Dans les simulations LES des écoulements turbulents à cette échelle, des études tendent également à mieux intégrer les effets de la rugosité, en utilisant des modèles de parois adaptés pour modéliser le tenseur résiduel (Xie et al., 2004b).

2.2.2 L'échelle sub-meso

Certaines applications requièrent une résolution plus fine des modèles et une compréhension des phénomènes ayant lieu dans **la sous-couche rugueuse**, où, par exemple, sont émis la plupart des polluants primaires. L'approche de rugosité atteint alors ses limites : la théorie de similitude de Monin-Obukhov est en effet reconnue comme étant uniquement valable dans la sous-couche inertielle, où les flux sont considérés comme constants et ne peut plus s'appliquer dans la sous-couche rugueuse, fortement inhomogène (Dupont et al. 2004 ; Kastner-Klein et Rotach, 2004).

Depuis une dizaine d'années, l'**approche de force de traînée**, longtemps appliquée aux canopées végétales (Kaimal et Finnigan, 1994 ; Wilson et al., 1998) est étendue aux surfaces urbaines et implémentée dans les modèles méso-échelles. Elle consiste à considérer la ville comme un milieu exerçant une résistance sur l'écoulement et à ajouter des termes de traînée dans les équations du moment et de la turbulence (Vu et al., 2002 ; Carissimo et Macdonald, 2002 ; Lien et al., 2005 et Lien et Yee, 2005).

Afin d'améliorer la modélisation des échanges entre la canopée urbaine et l'atmosphère, certains modèles nécessitent de prendre en compte les processus ayant lieu, non seulement dans la sous-couche rugueuse, mais plus précisément en-dessous du niveau des toits. Cependant, il n'est pas toujours souhaitable de représenter chaque bâtiment individuellement : cela peut nécessiter, en effet, la connaissance de nombreux paramètres et impliquer d'importants coûts calculs, lorsque l'on veut, par exemple, simuler numériquement les écoulements à l'échelle de toute une ville. Des modèles, dits '**modèles de canopée urbaine**', ont alors été développés. Ils prennent en compte les processus à l'intérieur de la canopée tout en étant suffisamment simples pour être intégrés dans des modèles à méso-échelle (Martilli et al., 2002 ; Dupont et al., 2004 ; Harman et al., 2004).

Certains modèles nécessitent l'évaluation du **profil de vent moyen à l'intérieur de la canopée**. La théorie de Monin-Obukhov ne s'appliquant plus, il est incorrect d'y extrapoler le profil de vent logarithmique. Afin d'évaluer le profil moyen de vent à l'intérieur de la canopée, en fonction des paramètres morphométriques de la ville définis dans la Figure 2.1 et (2.22), Macdonald (2000) utilise une approche de force élémentaire de traînée et l'hypothèse de longueur de mélange de Prandtl (présentée dans la Section 2.1) et obtient un profil exponentiel pour le vent à l'intérieur de la canopée :

$$u(z) = u_H \exp\left(a\left(\frac{z}{H} - 1\right)\right) \quad (2.23)$$

u_H étant la vitesse moyenne évaluée au sommet de la canopée et a le coefficient d'atténuation évalué à partir des caractères morphométriques de la canopée et du coefficient de traînée local.

Coccal et Belcher (2004) utilisent une approche analogue dans leur modèle de canopée et soulignent que l'avantage de cette méthode est d'être suffisamment simple tout en reproduisant la variation du vent moyen lorsque la densité des bâtiments varie. Coccal et Belcher (2005) utilisent alors ce modèle pour étudier le profil de vent moyen à l'intérieur d'une canopée inhomogène en évaluant l'effet des changements de densité et de hauteur des bâtiments.

2.2.3 L'échelle locale

L'échelle locale, appelée aussi parfois micro échelle, est l'échelle de nos études. Elle a un intérêt particulier pour les problématiques de pollution de proximité et les études d'impact de rejets accidentels ou terroristes. A cette échelle, les bâtiments sont dans de nombreux modèles résolus explicitement, afin de rendre compte de l'interaction de leurs effets sur l'écoulement et ainsi les processus à l'origine de la variabilité des concentrations, primordiale pour évaluer l'exposition des individus. Une telle résolution est aussi nécessaire dans les études de confort urbain, pour l'évaluation, par exemple, des zones de forts vents ou turbulence, des efforts exercés par le vent sur la structure des immeubles ou des problématiques de qualité de l'air intérieur (Britter et Hanna, 2003).

Lorsque l'ensemble des bâtiments (et des autres éléments urbains), qui forment une structure inhomogène, interagit avec l'atmosphère sus-jacente, l'écoulement peut devenir très complexe : forts gradients de vent, zones de décollement, zones de recirculations, inhomogénéité de la turbulence... Toutes ces caractéristiques dépendent de la géométrie et de l'espacement des obstacles, comme l'illustre le célèbre schéma de Oke (1987) : il distingue trois régimes d'écoulements, dans le cas simplifié d'un écoulement incident perpendiculaire à une série de rues canyon, en fonction de la densité urbaine évaluée par le rapport d'aspect H/W (avec H la hauteur des bâtiments et W la largeur de la rue. (Figure 2.2) :

- (a) un régime appelé '*isolated flow regime*' ($H/W < 0.3$) pour lequel les zones de recirculations en aval et en amont de chaque obstacle n'interagissent pas ;
- (b) un régime intermédiaire appelé '*wake interference flow*' ou les sillages formés par un obstacle interagissent avec la zone de recirculation en amont de l'obstacle suivant ;
- (c) un régime appelé '*skimming flow regime*' ($H/W > 0.3$) pour lequel un vortex stable apparaît dans le canyon ayant pour effet de réduire les échanges entre la canopée et l'écoulement sus-jacent.

En outre, Rafailidis (1997) ou Kastner-Klein et Rotach (2004) ont montré par des études expérimentales en soufflerie, l'influence de la forme et des hauteurs relatives de toits sur profils de vent et de turbulence.

La diversité des configurations urbaines implique une grande diversité des régimes d'écoulement, ce qui justifie le besoin d'études détaillées des écoulements et de la dispersion à l'échelle locale. Ces études détaillées sont également nécessaires pour mieux

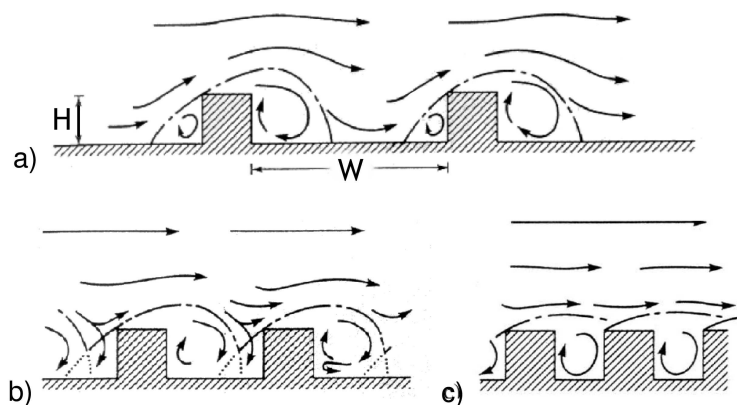


FIG. 2.2: Différents régimes d'écoulements en fonction du rapport d'aspect des rues : a) isolated flow regime b) wake interference flow, c) skimming flow regime (Oke, 1987)

paramétriser les effets des zones urbaines sur la couche limite atmosphérique et valider les modèles simples de canopée, par exemple dans les approches de type rugosité ou force de traînée, présentées dans la section précédente.

Avec l'augmentation de la puissance informatique, les modèles de CFD (Computational Fluid Dynamics) sont de plus en plus utilisés pour des études micrométéorologiques à l'échelle locale : ils permettent en effet des études à fine résolution et la prise en compte explicite des bâtiments. Les domaines d'applications de tels modèles vont aujourd'hui de l'échelle de la rue, avec l'étude des écoulements et de la dispersion dans les rues canyon, à l'échelle de tout un quartier, en représentant de manière plus ou moins complexe la géométrie urbaine.

L'échelle de la rue : la rue canyon

Baik et Kim (1999) étudient les écoulements à l'intérieur d'une rue canyon avec un modèle RANS bidimensionnel et une fermeture $k-\epsilon$, pour différents rapports d'aspects

($H/W = 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5$, et 3.5) : pour les rapports d'aspects supérieurs à 1, ils mettent en évidence l'apparition de deux vortex contre rotatifs et même trois pour $H/W = 3.5$. Cette apparition de vortex contre rotatifs est aussi observée avec une approche RANS - $k-\epsilon$ dans Sini et al. (1996). Afin de prendre en compte l'aspect tridimensionnel, Baik et al. (2003) testent leur modèle RANS- $k-\epsilon$ sur trois types de configurations : une rue canyon infinie, un canyon long mais de longueur finie et à l'intersection de deux rues. Soulhac (2000) a mené des études très détaillées des écoulements tridimensionnels au niveau de l'intersection entre deux ou plusieurs rues (pour différents types d'intersections) avec le modèle RANS MERCURE et une fermeture $k-\epsilon$. Cui et al. (2004) adoptent une approche LES, en utilisant le modèle RAMS (Pielke et al., 1992) à l'échelle locale, avec un modèle sous-maille de type Smagorinsky, pour étudier les écoulements à l'intérieur d'une rue canyon avec un rapport d'aspect $H/W = 1$.

Ensemble de bâtiments idéalisés

Si le concept de rue canyon permet d'étudier en détails l'écoulement entre deux bâtiments, elle ne permet pas de rendre compte de l'influence de l'environnement urbain qui l'entoure et en particulier de l'interaction d'un ensemble de bâtiments. Cependant, modéliser un quartier réel peut être parfois trop complexe pour déduire des propriétés générales de l'écoulement. C'est pourquoi de nombreuses études utilisent une représentation idéalisée de la canopée urbaine en la représentant par des rangées d'obstacles rectangulaires : ainsi, pour simuler l'écoulement tridimensionnel à l'intérieur de rangées de cubes, Lien et Yee (2004) utilisent une approche RANS avec un modèle de fermeture $k-\epsilon$, Kim et Baik (2004) une approche RANS avec un modèle de fermeture RNG $k-\epsilon$, Cheng et al. (2003) comparent une approche LES, en utilisant trois types de modèles sous-maille et une approche RANS, avec un modèle de fermeture $k-\epsilon$. Hanna et al. (2002) utilisent un modèle de LES (avec un modèle sous-maille standard de Smagorinsky) pour étudier l'influence de la densité et de la configuration des cubes (alignés ou décalés) et Kanda et al. (2004) utilisent une approche LES (modèle LES-CITY) pour évaluer les paramètres moyens de la canopée urbaine idéalisée (Kanda, 2006). Cette échelle voit depuis peu l'apparition de l'approche DNS, pour étudier les écoulements autour de petits cubes de manière très précise : afin de paramétriser et valider leur modèle de porosité, Coceal et al. (2006) utilisent des simulations DNS (en utilisant un code fortement parallélisé sur 30 à 60 processeurs d'un super ordinateur), en atteignant une résolution de 2η à 4η , η étant l'échelle de Kolmogorov (Section 2.1).

Sites réels

Ces méthodes CFD sont alors appliquées pour simuler les écoulements tridimensionnels complexes dans des quartiers réels de ville : par exemple Smith et Brown (2002) avec une approche LES et un modèle sous-maille de Smagorinsky dans un quartier de Manhattan et également avec une approche LES, DeCroix (2002) dans un quartier de Salt Lake City ou Pullen et al. (2005) dans des quartiers de Washington et Chicago.

Il est à noter que la plupart de ces simulations ont été faites en atmosphère neutre. De récentes études ont essayé d'estimer l'influence des effets thermiques des parois sur la recirculation dans les rues canyon : l'influence d'une paroi chauffée sur la forme du vortex a été mise en évidence dans des simulations numériques (Sini et al. 1996, avec le modèle CHENSI ; Kim et Baik, 1999) ainsi que dans des études en soufflerie (Kovar-Panskus et al., 2002). Néanmoins une telle influence apparaît plus difficile à observer lors des campagnes de mesures sur site réel (Louka et al. 2002).

2.3 Modélisation de la dispersion

2.3.1 Différentes approches de modélisation

Tout comme pour la modélisation des écoulements, il existe différentes approches pour modéliser la dispersion en milieu urbain. Il paraît cependant plus difficile de diviser les approches selon les échelles. En effet si les codes de type CFD sont surtout impliqués à l'échelle locale, les autres approches peuvent être appliquées à des échelles différentes. Vardoulakis et al. (2003) font une revue très complète sur la modélisation de la qualité de l'air à l'échelle de la rue. Dans cette section, nous présentons quatre approches : l'approche gaussienne, l'approche modèles de type boîte, l'approche CFD (qui est la nôtre) et l'approche lagrangienne particulière, en nous restreignant au cadre de nos études, c'est-à-dire au cas de la dispersion de polluants non réactifs.

Dans les **modèles gaussiens**, la concentration moyenne d'un polluant a une forme gaussienne. Dans le cas d'une turbulence isotrope, d'une source ponctuelle et continue de débit q_c , et en faisant l'hypothèse d'un "panache mince", la solution, pour un vent moyen

selon la direction x , a la forme suivante :

$$\bar{c}(x, y, z) = \frac{q_c}{4\pi K_t x} \exp \left[- \left(\frac{\bar{u}}{4K_t x} \right) (y^2 + z^2) \right]. \quad (2.24)$$

où K_t ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) est la diffusivité turbulente dans la direction x .

Dans le cas d'une turbulence non isotrope, la solution est plus complexe à obtenir. A partir de la solution proposée par Roberts en 1923, la formule gaussienne standard pour une source continue de débit massique q_c , située à des positions latérale et verticale respectives y_0 et z_0 , est donnée par (Arya, 1999 ; Hanna et al, 2003) :

$$\bar{c}(x, y, z) = \frac{q_c}{2\pi \bar{u} \sigma_y \sigma_z} \exp \left(- \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2} \right) \left[\exp \left(- \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2} \right) + \exp \left(- \frac{(z + z_0)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right], \quad (2.25)$$

où σ_y et σ_z sont les écarts types selon y et z de la distribution de concentration, qui sont donc des échelles de longueur qui représentent la diffusion turbulente latérale et verticale du panache et qui dépendent donc des caractéristiques de l'écoulement, de la stratification et de la nature de la surface.

Pasquill propose en 1961 des relations empiriques afin d'évaluer les écarts types σ_i . Cependant, cette paramétrisation, qui repose sur la campagne de mesures en terrain plat Prairie Grass, n'est pas adaptée au milieu urbain. Afin d'y remédier, Briggs développe en 1973 à partir d'une campagne de mesures dans la ville de Saint-Louis (1968) une paramétrisation des écarts types adaptée au milieu urbain.

Hanna et al. (2003) utilisent un modèle gaussien dans le cadre d'un rejet instantané afin de modéliser la dispersion dans deux villes (Salt Lake City et Saint Louis). Pour cela, ils étendent le modèle de Briggs pour prendre en compte les fortes intensités de turbulence observées l'été dans des situations d'instabilité et de vent faibles.

Les modèles gaussiens ne sont pas applicables tels quels aux plus petites échelles, car ils traitent les bâtiments par des paramètres de rugosité (Scaperdas, 2000). Cependant certains modèles gaussiens incluent des modules de canopée urbaine pour des applications à l'échelle de la rue, comme dans le modèle ADMS (Owen et al., 1999).

Un exemple de **modèle de type boîte** est le modèle SIRANE (Soulhac, 2000) qui est un modèle de dispersion dans un réseau de rues. Il permet de déterminer la concentration moyenne de NO, NO₂ et O₃ dans chaque rue du réseau en fonction de la géométrie du réseau, de l'écoulement extérieur et des caractéristiques thermiques de l'atmosphère. C'est un modèle adapté aux échelles caractéristiques de l'ordre de l'heure.

Un autre exemple de modèle de boîte est le modèle OSPM (Operational Street Pollution Model, Hertel et Berkowicz, 1989). Il s'agit d'un modèle semi-empirique qui utilise une équation de type gaussien pour les concentrations, et un modèle de boîte pour calculer les effets de la turbulence.

Les modèles CFD sont communément utilisés pour étudier la dispersion à petite échelle. Baik et Kim (1999) étudient avec un modèle RANS et une fermeture $k-\epsilon$ l'effet du rapport d'aspect de la rue canyon sur la dispersion de polluants pour deux types de sources : une source dans la rue et une source advectée ; ils montrent que les niveaux de concentrations s'expliquent par les propriétés et le nombre de vortex qui se forment entre les bâtiments. Chang et Meroney (2003) comparent des mesures en soufflerie et des simulations avec le code commercial FLUENT (et quatre différents types de fermetures turbulentes) pour étudier le transport de polluants à travers plusieurs rangées de rues canyon, pour différents rapports d'aspect ; pour un rapport d'aspect $H/W = 1$, la concentration augmente avec le nombre de rangées N en amont (l'écoulement étant alors plus stable quand N diminue) alors que pour un rapport d'aspect $H/W = 2$ (qui fait apparaître deux vortex contre-rotatifs), la diminution du nombre de rangées en amont a pour conséquence une augmentation de la concentration ; pour des rapports d'aspect plus petits ($H/W = 0.5$) les zones de recirculation dans le sillage des bâtiments augmentent la ventilation et la concentration diminue. La dispersion à l'échelle de la rue est aussi influencée par la forme des toits (Kastner-Klein et al. 2004). Depuis quelques années, à l'instar des études sur les écoulements, les travaux se sont développés sur la dispersion tridimensionnelle à travers des rangées de cubes (Camelli et al. (2005) avec un modèle LES, VLES ; Soulhac (2000), avec une approche RANS - $k-\epsilon$, avec le modèle MERCURE).

Des modèles CFD sont aussi utilisés pour étudier la dispersion au dessus de structures urbaines, en utilisant une approche de rugosité ou force de traînée (Hanna et al., 2004 ; Carissimo et Macdonald, 2002).

L'approche lagrangienne particulaire consiste à étudier l'évolution des particules fluides en déterminant leurs trajectoires turbulentes et leurs propriétés caractéristiques en fonction du temps et de leur position initiale à un instant donné. Considérons une particule dans un écoulement turbulent qui à l'instant t' est à une position (x', y', z') . L'approche lagrangienne consiste alors à étudier la probabilité $\psi(x, y, z, t)dx dy dz$ de cette particule de se retrouver à l'instant t à la position (x, y, z) . Si l'on considère maintenant un ensemble de N particules, ayant chacune une fonction densité de probabilité $\psi_i(x, y, z, t)$, la concentration moyenne (dans le sens moyenne d'ensemble) à la position (x, y, z) est donnée par :

$$\bar{c}(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^N \psi_i(x, y, z, t). \quad (2.26)$$

Ils sont généralement couplés à un modèle eulérien qui calcule les champs dynamiques dans lesquels s'effectue la dispersion. Ces modèles permettent notamment d'obtenir de bons résultats près des sources. Rotach (2001) étudie la dispersion urbaine à l'échelle locale, en utilisant un modèle lagrangien stochastique de dispersion tridimensionnel (de Hann et Rotach, 1998). A l'échelle de la couche limite convective, Cai et al. (2006) font des simulations de dispersion de particules lourdes, en couplant une approche LES et un modèle lagrangien stochastique. Franzese (2003) utilise un modèle stochastique lagrangien, avec un modèle non-gaussien et non homogène pour la dispersion verticale de la turbulence et gaussien et homogène pour les directions horizontales.

L'approche lagrangienne trouve beaucoup d'applications dans l'étude des fluctuations des concentrations que nous décrivons dans la section suivante.

2.3.2 Fluctuations des concentrations

Beaucoup de modèles de dispersion, en particulier les modèles gaussiens sont consacrés à l'étude des concentrations moyennes. Une raison est que les résultats peuvent être directement comparés aux mesures moyennes temporelles des concentrations. Néanmoins, la variabilité due à la turbulence et aux processus de mélange peuvent être du même ordre de grandeur que les valeurs moyennées. Cette variabilité a son importance dans de nombreuses applications, comme par exemple les études d'impact ou les problématiques de pollution olfactive : en effet les effets nocifs de certains polluants sont caractérisés par de

petites échelles de temps. La variabilité des concentrations est aussi importante dans les études de polluants réactifs, le taux des réactions chimiques dépendant des concentrations instantanées (Sawford, 2006). C'est pourquoi les fluctuations de concentrations devraient être évaluées dans les modèles au même titre que les concentrations moyennes (Weil et al., 1992) et nous allons les étudier en plus de la dynamique et des concentrations moyennes, dans le cas d'une source ponctuelle.

La difficulté pour modéliser les fluctuations des concentrations provient des nombreuses échelles spatiales et temporelles impliquées. En effet, les fluctuations des concentrations reçoivent des contributions de deux composantes : les fluctuations à l'intérieur du panache et les fluctuations dues aux méandres du panache. Dans le cas de sources de petites tailles, pour des grands temps de transport ou pour des sources de grandes tailles, pour n'importe quel temps de transport, ce sont les fluctuations à l'intérieur du panache qui dominent. Pour des sources de petites tailles et des courts temps de transport, ce sont les fluctuations dues aux méandres du panache qui dominent (Hanna, 1984).

Nous passons en revue différents modèles utilisés pour la modélisation des fluctuations avant de présenter l'approche que nous utiliserons.

Depuis les travaux de Gifford (1959) et de Csanady (1967) de nombreuses approches ont été développées afin de modéliser les deux composantes qui contribuent aux fluctuations. Hanna (1984) fait une revue détaillée des modèles existant alors, en les divisant selon sept catégories, qui peuvent s'appliquer aux modèles développés aujourd'hui :

- (1) les modèles de transport (K-modèles) utilisent une équation de transport de la variance des concentrations, en modélisant les flux turbulents par des relations de type flux-gradient : Csanady (1967), Andronopoulos et al. (2002), Sato et Sada (2002) et récemment Hsieh et al. (2006),
- (2) les modèles empiriques gaussiens (Wilson et al., 1982),
- (3) les modèles de similarité (Mole, 2001)
- (4) les modèles de fonctions de densité de probabilité : (Mylne et Mason, 1991 ; Yee et Chan, 1997 ; Lewis et Chatwin, 1997),
- (5) les modèles statistiques (modèles stochastiques lagrangiens : Cohen et Reynolds, 2000 ; Rotach, 2001),
- (6) les modèles à fermeture du second ordre et les modèles LES (Henn et Sykes, 1992, Sada et Sato, 2002 ; Xie et al. 2004a)

(7) les modèles de méandres (Gifford, 1959 ; Fackrell et Robins, 1982a) ,

Les fluctuations à l'intérieur du panache sont traitées par les trois premières catégories de modèles et les fluctuations dues aux méandres du panache par les quatre dernières.

Il existe en outre d'autres modèles, combinant plusieurs approches. Le modèle de méandres de Gifford (1959) a été étendu par de nombreux auteurs qui paramétrisent les fluctuations relatives à l'intérieur du panache, qui n'étaient pas prises en compte dans le modèle original : pour cela, Reynolds (2000) ainsi que Yee et Wilson (2000) utilisent une fonction de densité de probabilité, Luhar et al. (2000) et Franseze (2003) un modèle lagrangien stochastique et de Haan (2001) un modèle particulaire de bouffée ('puff-particle model'). Des modèles récents mettent en oeuvre des méthodes de mélange à micro échelles, usuellement utilisées dans les réactions chimiques, pour rendre compte de la diffusivité moléculaire à l'intérieur du panache (Sawford, 2004 ; Luhar et Sawford, 2005 ; Cassiani et al. 2005a, b).

Les études des fluctuations des concentrations dans les problèmes de dispersion se sont longtemps limitées aux terrains plats, avec une turbulence isotrope. Néanmoins, nous avons souligné que dans les environnements urbains, les écoulements et les processus régissant la dispersion pouvaient être très complexes, et c'est pourquoi des études plus récentes se sont consacrées à l'étude des fluctuations en milieu complexe : Yee et Biltoft (2004) ont mesuré les propriétés statistiques des fluctuations des concentrations lors de l'expérience MUST (Mock Urban Setting Test), une expérience à échelle quasi réelle, que nous décrirons dans le chapitre suivant. Andronopoulos et al. (2002) et Hsieh et al. (2005) ont effectué des simulations numériques tridimensionnelles en géométrie complexe, en utilisant une approche RANS. Andronopoulos et al. (2002) comparent leurs résultats avec une expérience en soufflerie sur l'intersection d'une rue canyon et Hsieh et al. (2006) avec une expérience en veine hydraulique de l'expérience MUST.

Ce n'est pas l'objet de présenter ici en détails les formulations mathématiques de tous les types de modèles : je développe dans cette section l'approche qui a été adoptée dans notre modèle, celle utilisant une équation de transport pour modéliser l'écart type des fluctuations.

Cette approche a l'avantage d'être adaptée aux simulations numériques de type CFD,

en géométrie complexe. En effet, comme le soulignent Andronopoulos et al. (2002), la méthode peut rendre compte de tous les processus tridimensionnels. L'équation de transport pour l'écart type est dérivée, selon Csanady (1967), de l'équation de transport (1.10) écrite pour un polluant passif de concentration instantanée c . En décomposant u et c selon (1.11a) et (1.11e), et en multipliant (1.10) et (1.17) par $2c'$, la soustraction puis la moyenne des deux équations ainsi obtenues permet finalement d'obtenir l'équation de transport pour la variance des fluctuations de concentration $\overline{c'^2} = \overline{(c - \bar{c})^2}$:

$$\underbrace{\left(\frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial t}\right)}_{(I)} + \underbrace{\overline{u_j} \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j}}_{(II)} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_m \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j}\right)}_{(III)} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u'_j c'^2})}{\partial x_j}}_{(IV)} - \underbrace{2D_m \overline{\frac{\partial c'}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j}}}_{(V)}. \quad (2.27)$$

- . (I) et (II) représentent les variations temporelles de la variance et son advection par la vitesse moyenne,
- . (III) est le terme de diffusion moléculaire et turbulente,
- . (IV) est le terme de production,
- . (V) est le terme de dissipation.

Dans le terme (III) la diffusion turbulente $\overline{u'_j c'^2}$ peut être modélisée en utilisant une hypothèse de flux-gradient et peut s'écrire si l'on fait l'hypothèse que la diffusivité turbulente pour la variance et la moyenne sont les mêmes :

$$-\overline{u'_j c'^2} = \frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j}. \quad (2.28)$$

avec $\nu_t/Sc_t = K_t$ le coefficient de diffusivité turbulente de l'équation (1.21), écrit comme le rapport de la viscosité turbulente ν_t et du nombre de Schmidt turbulent Sc_t . Le terme (IV) peut de même être modélisé en utilisant la formulation (1.18c) pour le flux diffusif turbulent $\overline{u'_j c'}$:

$$-2\overline{u'_j c'} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} = 2 \frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j}, \quad (2.29)$$

Cette expression, toujours positive, justifie le terme de 'production'. (V) est la dissipation

de la variance ϵ_c . Il est possible d'ajouter une équation pour cette dissipation et de résoudre ainsi un système à deux équations. Néanmoins, de nombreux auteurs utilisent un modèle simple pour ϵ_c . Csanady (1967) la modélise comme le rapport de la moyenne de la variance et d'une échelle de temps de la variance T_c :

$$\epsilon_c = \frac{\overline{c'^2}}{T_c}. \quad (2.30)$$

Andronopoulos et al.(2002) expriment T_c selon Fackrell et Robins (1982a) :

$$T_c = \frac{L_c}{k^{1/2}}, \quad (2.31)$$

où L_c est l'échelle de longueur de dissipation et $k^{1/2}$ l'échelle de vitesse (k étant l'énergie cinétique turbulente). Une autre approche consiste à considérer que le rapport entre l'échelle de temps de la dissipation ϵ de l'énergie cinétique turbulente k est une constante R_v :

$$\frac{\epsilon}{k} = R_v \frac{\epsilon_c}{\overline{c'^2}} \quad (2.32)$$

(V) devient ainsi :

$$2D_m \frac{\partial \overline{c'}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{c'}}{\partial x_j} = \epsilon_c = \frac{\overline{c'^2}}{R_v} \frac{\epsilon}{k}, \quad (2.33)$$

où R_v est un coefficient empirique. L'équation de transport pour la variance des concentrations s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(D_m + \frac{\nu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j} \right] \\ &+ 2 \frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} - \epsilon_c, \end{aligned} \quad (2.34)$$

avec ϵ_c exprimé selon les approches (2.31) ou (2.32).

2.3.3 Validation des modèles numériques de dispersion à l'échelle locale

Les modèles numériques sont des outils utiles qui permettent des études diagnostiques aussi bien que pronostiques. Cependant ils sont loin de se suffire à eux-mêmes et des observations, sur sites réels ou artificiels sont nécessaires afin de mieux comprendre les phénomènes physiques et valider les modèles numériques.

Campagnes de mesures et modèles physiques

Afin d'étudier la dispersion de polluants dans la canopée urbaine, des campagnes de mesures ont été menées dans différentes villes. Certaines consistent en un rejet de traceur passif dans des quartiers de la ville : à Copenhague (Gryning et Lyck, 1984), Salt Lake City, avec la campagne URBAN 2000 (Allwine et al., 2002), Oklahoma City, avec la campagne URBAN 2003 (Allwine et al. 2004), Bâle, avec la campagne BUBBLE (Rotach et al. 2004). D'autres consistent en des mesures dans des rues canyon : les expériences NANTES'99 et NANTES'00 (Vachon, 2001).

L'avantage de telles campagnes de mesures est de simuler la pollution dans des conditions réelles, mais un inconvénient est que la complexité géométrique ne permet pas toujours de distinguer les effets généraux de la structure urbaine de ceux spécifiques à un site donné. Afin de simplifier ces études, tout en maintenant des conditions météorologiques réelles, d'autres campagnes de mesures ont été menées sur des sites représentant la ville de manière idéalisée, à échelle réelle (ou quasi réelle) : Kit Fox (Hanna et Chang, 2001) représente la ville par des rangées régulières de panneaux, l'expérience MUST (Yee and Biltoft, 2004) par des rangées régulières de containers, ATREUS-PICADA par trois rues canyons parallèles formées par quatre rangées de containers (Idczak et al. 2006).

En complément des campagnes de mesures, des études en laboratoires permettent des validations plus aisées des modèles d'une part parce que les conditions amont et aux limites sont contrôlées et d'autre part parce qu'elles permettent de nombreuses mesures (qui sont coûteuses sur site réel) . Elles sont soit des expériences en soufflerie (Kastner-Klein et Plate, 1999 ; Schatzmann et Leitl, 2002 ; Kastner-Klein et al. 2004) soit en veine hydraulique (Macdonald et Ejim, 2002). Ces expériences en laboratoire nécessitent une analyse dimensionnelle très minutieuse. Schatzmann et al. (1997) mettent en garde sur les précautions à prendre pour valider un modèle numérique avec des mesures sur site réel et en soufflerie, qui sont tributaires de l'endroit où sont placés les capteurs et des moyennes

spatiales utilisées.

Outils statistiques pour la validation

Afin d'évaluer les performances du modèle, nous utilisons les grandeurs statistiques proposées et décrites en détails par Chang et Hanna (2004), utilisés également dans l'évaluation d'autres modèles (e.g. Hanna et al. 2004, Andronopoulos et al. 2002). Parmi elles, le biais fractionnel FB ('fractional bias'), le biais géométrique moyen MG ('geometric mean bias'), l'erreur quadratique moyen normalisée NMSE ('normalized mean square error'), la variance géométrique VG ('normalized mean square error') et le facteur 2 (FAC2), définis par :

$$FB = \frac{(\overline{C_o} - \overline{C_m})}{0.5(\overline{C_o} + \overline{C_m})} \quad (2.35a)$$

$$MG = \exp(\overline{\ln C_o} - \overline{\ln C_m}) \quad (2.35b)$$

$$NMSE = \frac{(\overline{C_o - C_m})^2}{\overline{C_o} \overline{C_m}} \quad (2.35c)$$

$$VG = \exp(\overline{(\ln C_o - \ln C_m)^2}) \quad (2.35d)$$

$$FAC2 = \text{fraction satisfaisant la condition : } 0.5 \leq \frac{C_m}{C_o} \leq 2.0 \quad (2.35e)$$

où C_o , C_m et \overline{C} sont respectivement les observations, les résultats du modèle et la moyenne sur toutes les données.

Pour un modèle parfait, on obtiendrait FB et $NMSE = 0$; MG , VG et $FAC2 = 1$. Comme un modèle n'est jamais parfait, Chang et Hanna (2004) donnent des valeurs indicative pour estimer les performances d'un modèle 'acceptable' : $-0.3 < FB < 0.3$, $0.7 < MG < 1.3$, $NMSE < 4$, $VG < 1.6$, $FAC2 > 0.5$.

Il faut noter que MG et VG sont très sensibles aux valeurs très faibles de concentration et nécessitent une valeur seuil. Enfin, ces outils statistiques ont été évalués et testés pour des concentrations moyennes. Il n'existe pas d'étude identique proposant des outils

nom	définition	modèle parfait	modèle acceptable
FB	$(\overline{C_o} - \overline{C_m})/[0.5(\overline{C_o} + \overline{C_m})]$	0	$-0.3 < FB < 0.3$
MG	$\exp(\overline{\ln C_o} - \overline{\ln C_m})$	1	$0.7 < MG < 1.3$
NMSE	$(\overline{C_o - C_m})^2 / (\overline{C_o} \overline{C_m})$	0	$NMSE < 4$
VG	$\exp[\overline{(\ln C_o - \ln C_m)^2}]$	1	$VG < 1.6$
FAC2	fraction vérifiant : $0.5 \leq C_m/C_o \leq 2.0$	1	$FAC2 > 0.5$

TAB. 2.3: Outils statistiques pour l'évaluation d'un modèle de dispersion, C_o , C_m et \overline{C} sont respectivement les observations, les résultats du modèle et la moyenne sur toutes les données (Chang et Hanna, 2004)

statistiques pour les variances des fluctuations. A défaut, nous prenons la liberté d'étendre le champs d'utilisation de ces outils aux variances des fluctuations, tout en sachant que les résultats seront alors à analyser avec prudence. Pour faciliter la lecture des analyses du Chapitre 3 utilisant ces outils, nous en faisons la synthèse dans le Tableau 2.3.

Après avoir présenté en détails les différentes approches pour modéliser les écoulements et la dispersion en milieu urbain, je présente dans la section suivante le modèle que nous utilisons pour nos simulations : le modèle de CFD *Mercure_Saturne*. Il est à noter que dans les Sections 2.2.3 et 2.3.1, il est fait référence au modèle MERCURE : il s'agit du même modèle, dans sa version précédente, qui a comme noyau CFD le modèle ESTET et qui utilise un maillage structuré (Carissimo et al. 1995).

2.4 Le modèle *Mercure_Saturne*

2.4.1 Présentation générale du modèle

Mercure_Saturne (que, pour des raisons de simplicité, nous appellerons dans la suite *Mercure*) est un modèle tridimensionnel adapté aux écoulements atmosphériques et à la dispersion de polluants. Ses domaines d'applications vont de la méso-échelle (étude des écoulements orographiques (Elkhalfi, 1992), l'îlot de chaleur urbain sur Paris (Troude,

1999), des précipitations orographiques (Bouzereau, 2004)) à l'échelle locale (études de dispersion sur terrain plat, site industriel ou urbain (Demaël et Carissimo, 2006 ; Milliez et Carissimo, 2006a et b), dispersion réactive dans une rue canyon ou à proximité des routes (Lacour et al., 2006)). C'est la version atmosphérique périphérique du code de CFD généraliste *Code_Saturne* développé par EDF R&D, pour des écoulements laminaires ou turbulents, pouvant prendre en compte des géométries et des physiques complexes (Archambeau et al. 2003). Dans *Mercure*, les équations et les conditions limites de *Code_Saturne* ont été adaptées aux écoulements atmosphériques.

Mercure résout les équations de Navier-Stokes pour le moment et les scalaires additionnels (température potentielle, traceur réactif ou passif. Dans *Code_Saturne*, deux approches existent pour simuler les écoulements turbulents : une approche RANS et une approche LES (voir Section 2.1). Dans l'approche RANS, il existe plusieurs modèles de fermetures turbulentes (longueur de mélange, k - ϵ standard, k - Ω , R_{ij} - ϵ).

2.4.2 Equations du modèle pour notre étude

L'approche que nous utilisons est l'approche RANS et les équations du modèle sont les équations des écoulements et de la dispersion atmosphériques turbulents, décrites en détails dans le Chapitre 1, dans le cas général des écoulements atmosphériques. Nous les rappelons dans cette section, en tenant compte des hypothèses que nous utilisons. *Mercure* résout les équations dans l'hypothèse anélastique, c'est à dire en filtrant les ondes acoustiques, tout en maintenant une hypothèse de compressibilité, ce qui revient à négliger $\partial\rho/\partial t$ dans l'équation de continuité (1.1). Le modèle prend en compte les effets de Coriolis, mais à l'échelle locale, qui est notre échelle d'application, ils sont négligés.

Afin de prendre en compte les éventuelles variations dans le fluide de la masse volumique ρ , la moyenne de Favre est utilisée pour établir les équations du modèle à la place de la moyenne temporelle classique : pour toute variable f , la moyenne de Favre \tilde{f} et sa fluctuation f' sont définies par :

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\overline{\rho}}, \quad f' = f - \tilde{f}$$

où, pour toute variable f , \bar{f} est la moyenne temporelle. La moyenne de Favre a été introduite dans le modèle afin de prendre en compte l'influence de fortes variations de la masse volumique du fluide dans des cas de rejets accidentels impliquant des gaz lourds. Pour faciliter la lecture des équations, nous utiliserons dans la suite du document F pour \widetilde{f} .

Pour fermer les équations RANS, une approche flux-gradient est adoptée et les flux turbulents s'expriment selon le modèle de diffusivité de Boussinesq présenté dans la section 2.1.1 :

$$-\bar{\rho} \widetilde{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \mu_t \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} - \bar{\rho} \frac{2}{3} \delta_{ij} K, \quad (2.36)$$

$$-\bar{\rho} \widetilde{\theta' u'_j} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right), \quad (2.37)$$

$$-\bar{\rho} \widetilde{c' u'_j} = \frac{\mu_t}{Sc_t} \left(\frac{\partial C}{\partial x_j} \right), \quad (2.38)$$

avec μ_t la viscosité dynamique turbulente, K l'énergie cinétique turbulente, Pr_t et Sc_t respectivement les nombres de Prandtl et Schmidt turbulents. L'expression du tenseur de Reynolds proposée par Boussinesq (Equation 1.18a) est modifiée dans l'équation (2.36), afin d'assurer que la condition d'incompressibilité n'implique pas une énergie cinétique turbulente nulle.

L'équation de conservation de la masse, les équations du moment, de l'énergie et l'équation de transport pour la concentration d'un polluant s'écrivent pour un fluide incompressible (dans l'approximation anélastique) :

$$\frac{\partial \bar{\rho} U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\bar{\rho} K + (\mu + \mu_t) \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right] \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + (\bar{\rho} - \rho_{ref}) g_i, \end{aligned} \quad (2.40)$$

$$\bar{\rho} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U_j \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right] + S_\theta, \quad (2.41)$$

$$\bar{\rho} \left(\frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(D + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial C}{\partial x_j} \right] + S_c, \quad (2.42)$$

où U_i est la vitesse pour la coordonnée i , p la pression, μ la viscosité dynamique du fluide, g_i la composante de la gravité dans la direction i , ρ_{ref} la masse volumique à

l'état de référence indépendante du temps, D le coefficient de diffusion moléculaire, λ la conductivité thermique, C_p la capacité calorifique, S_θ et S_c respectivement les termes sources additionnels de chaleur et de scalaire. *Mercur* est prévu pour prendre en compte les effets de Coriolis, mais à notre échelle, nous la négligeons.

Afin d'évaluer les fluctuations des concentrations, le modèle utilise une équation de type transport (2.34), avec une approche (2.32) pour la dissipation ϵ_c :

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \left(\frac{\partial \widetilde{c'^2}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \widetilde{c'^2}}{\partial x_j} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(D + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \widetilde{c'^2}}{\partial x_j} \right] \\ &+ 2 \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial C}{\partial x_j} \frac{\partial C}{\partial x_j} - \frac{\bar{\rho}}{R_v} \widetilde{c'^2} \frac{\epsilon}{k}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

avec R_v pris égal à 0.8. Nous reviendrons dans le Chapitre 3 sur le choix de cette variable empirique.

Dans nos applications, nous utilisons le modèle de fermeture k - ϵ présenté dans la Section 2.1 :

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (2.44)$$

avec $C_\mu = 0.09$ selon Launder et Spalding (1974). Les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et de sa dissipation sont :

$$\frac{\partial \bar{\rho} K}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} K U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right] + \tilde{P} + \tilde{G} - \bar{\rho} \epsilon + S_k, \quad (2.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \epsilon U_j}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} (\tilde{P} + C_{\epsilon 3} \tilde{G}) \\ &- C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon. \end{aligned} \quad (2.46)$$

S_k et S_ϵ sont des termes additionnels pour la turbulence et la dissipation et \tilde{P} et \tilde{G} sont respectivement le taux de production de k et le taux de production ou de destruction due à la flottabilité :

$$\tilde{P} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \left(\bar{\rho} K + \mu_t \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.47a)$$

$$\tilde{G} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} g_j. \quad (2.47b)$$

Les paramètres de l'équation sont, d'après Launder et Spalding (1974) (Tableau 2.2) :

$\sigma_k = 1$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $C_{\epsilon 1} = 1.44$, $C_{\epsilon 2} = 1.92$ et $C_{\epsilon 3}$ d'après Viollet (1988) : $C_{\epsilon 3} = 0$ pour un cas stable ($\tilde{G} < 0$) et $C_{\epsilon 3} = 1$ pour un cas instable ($\tilde{G} > 0$). Nous reviendrons dans le Chapitre 3 sur le choix de ces coefficients. Nous avons choisi un modèle $k-\epsilon$ pour nos simulations parce qu'il est simple à paramétrer et initialiser. Nous avons déjà évoqué les faiblesses d'une telle fermeture, en particulier sa tendance à surestimer la dissipation de l'énergie cinétique turbulente en terrain plat (Byrne et Holdo, 1988). Cependant, Hanna et al. (2004) estime qu'un nombre important d'obstacles (comme dans nos applications) doivent produire leur propre énergie cinétique turbulente et compenser cette faiblesse du modèle. Cela justifie qu'une telle fermeture est utilisée par d'autres auteurs pour des simulations de la canopée urbaine (Sini et al. 1996 ; Baik et al. 2003).

2.4.3 Lois de parois

Dans nos simulations, les obstacles sont définis explicitement. L'interaction de l'écoulement avec le sol et les parois des obstacles (d'orientation quelconque) se fait par des lois de parois adaptées à la fois à la géométrie complexe et à l'atmosphère.

Pour la vitesse, des conditions aux limites de type flux ou gradient sont déterminées en fonction de la vitesse de frottement u_* , solution unique de

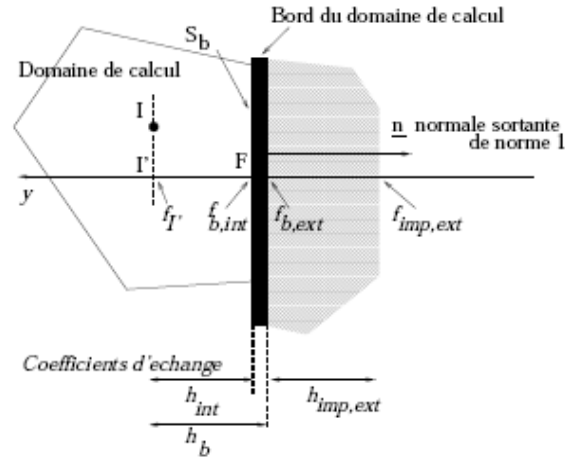
$$\frac{u_{\tau, I'}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z_p + z_0}{z_0} \right), \quad (2.48)$$

avec $u_{\tau, I'}$ la composante tangentielle de la vitesse par rapport à la paroi au point I' (voir Figure 2.3), z_p la distance à la paroi ($I'F$ sur la Figure 2.3) et z_0 la rugosité dynamique de la paroi.

Les conditions aux limites pour un scalaire f sont déterminées à partir des coefficients d'échanges interne, de bord et imposé par l'extérieur (h_{int} , h_b , $h_{imp, ext}$ sur la Figure 2.3). Lorsque f est la température, on utilise la loi suivante :

$$\frac{f_{I'} - f_{b, ext}}{f_*} = \frac{P_{rt}}{\kappa} \ln \left(\frac{z + z_0}{z_{0T}} \right), \quad (2.49)$$

$f_{I'}$ étant la température au point I' , $f_{b, ext}$ la température à l'extérieur du domaine fluide (voir Figure 2.3), σ_t le nombre de Prandtl turbulent, z_0 la rugosité dynamique, z_{0T}

FIG. 2.3: Schéma d'une cellule de bord dans le modèle *Mercure*

la rugosité thermique et f_* déterminée à partir du flux aux bords ϕ_b :

$$\rho C_p u_* f_* = -\phi_b \quad (2.50)$$

2.4.4 Méthodes numériques

Les méthodes numériques sont décrites en détails dans Archambeau et al. (2004). Le noyau de *Mercure* (*Code_Saturne*) a été développé dans la perspective de traiter des physiques complexes dans des géométries complexes. Le solveur repose sur des techniques conservatives sur maillage quelconque complètement non structuré (tétraèdres, hexaèdres, mixte et non conforme) pour la résolution des équations de Navier-Stokes instationnaires et incompressibles, en trois dimensions, avec prise en compte de la turbulence et transport d'un scalaire passif. Il utilise des techniques de type volumes finis plutôt qu'éléments finis afin de permettre d'assurer la conservativité (au sens des flux aux faces des volumes de contrôle) de façon locale, stricte et en particulier pour les scalaires. En outre, elles peuvent dans bien des cas ne pas nécessiter la connaissance de la nature géométrique des éléments du maillage (car on traite essentiellement des faces, entités définies comme ayant deux voisins). Tout type de maillage peut donc a priori être traité.

Le schéma temporel est un schéma d'Euler implicite. La discrétisation temporelle des équations est faite par un schéma de pas de temps fractionnel. Les première et troisième

étapes du pas de temps correspondent à des étapes de prédiction correction, la seconde à la résolution des variables turbulentes et la dernière à la résolution des équations pour les scalaires additionnels. La discrétisation spatiale repose sur une approche de variables co-localisées (par opposition aux discrétisations introduisant des points différents pour porter la pression et la vitesse par exemple), ce qui a l'avantage de simplifier la structure de données et certaines conditions aux limites.

Chapitre 3

Étude détaillée de l'écoulement et de la dispersion dans une ville idéalisée

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les simulations numériques de l'écoulement et de la dispersion d'un polluant dans un milieu urbain idéalisé, effectuées à l'aide du code de CFD *Mercury*. Nous avons en effet simulé 20 cas différents (météorologie, conditions de rejet) de l'expérience de terrain MUST (Mock Urban Setting Test), qui consiste en rejets de gaz neutre dans une canopée urbaine représentée par un alignement de containers.

Après avoir explicité les objectifs de l'étude, nous décrivons en détails l'expérience MUST et les simulations effectuées. Puis, nous analyserons les résultats obtenus et la sensibilité du modèle aux différents paramètres utilisés.

3.1 Objectifs de l'étude

Il existe de nombreuses sources de pollution urbaine et de types d'émissions : polluant réactif ou passif, source ponctuelle, surfacique ou volumique, source mobile ou fixe... (voir Section 1.2). L'étude que nous présentons ici concerne un rejet continu d'un polluant non réactif, provenant d'une source ponctuelle fixe. Ce type de rejet est caractéristique des rejets de type industriel ou accidentel. Au-delà des connaissances théoriques qu'elle peut apporter, l'étude de la dispersion d'un tel rejet en milieu urbain peut avoir comme application les études d'impact, qui ont pour but d'évaluer les risques liés à un éventuel accident

industriel et de permettre aux décideurs de mettre en place des plans d'évacuation. Depuis les attentats du 11 septembre 2001 aux États-Unis, la prévention des attaques chimiques terroristes est apparu comme un nouveau domaine d'application (surtout aux États-Unis et plus récemment en Angleterre).

Comme nous l'avons souligné dans le Chapitre 2, les écoulements turbulents à l'intérieur de la canopée urbaine peuvent être hétérogènes et les processus qui gouvernent la dispersion très complexes. C'est pourquoi des études détaillées à l'échelle locale sont nécessaires. Une telle échelle permet de modéliser et de comprendre les phénomènes ayant lieu en dessous du niveau des toits, c'est-à-dire où les individus vivent et en ressentent les effets. Comme nous l'avons déjà évoqué, de telles études servent aussi à mieux paramétriser ces phénomènes dans les modèles de plus grandes échelles (mésos et sub-mésos).

C'est dans ce cadre que nous utilisons le code de CFD *Mercure* (Section 2.4) afin de simuler la dispersion d'un traceur passif, dans une ville idéalisée, en résolvant explicitement les obstacles à fine résolution. La ville idéalisée est représentée par un alignement régulier d'obstacles rectangulaires. Nous avons choisi cette approche afin de valider notre modèle avec précision sur une géométrie simplifiée, en analysant en détails les processus physiques mis en jeu. Une telle approche permet également de déduire des propriétés générales de l'effet des bâtiments sur l'écoulement et la dispersion. Il paraît néanmoins essentiel pour un modèle atmosphérique de pouvoir reproduire des conditions météorologiques réelles. C'est pourquoi nous simulons l'expérience MUST (Mock Urban Setting Test) qui est une expérience à échelle quasi réelle, réalisée en extérieur, pour différents cas de vent incidents (Section 3.2).

Comme nous l'avons évoqué dans la Section 2.3.2, l'étude des fluctuations des concentrations (encore rarement effectuée en géométrie complexe) est primordiale pour l'évaluation des risques. Pour cette raison, nous nous intéressons aussi bien aux concentrations moyennes qu'aux variances des fluctuations. L'équation de transport (2.43) que nous utilisons pour nos simulations des fluctuations repose sur des hypothèses simplificatrices. Cette étude doit donc aussi permettre d'une part d'évaluer si un tel modèle simple de fluctuations peut donner des résultats satisfaisants en milieu bâti et d'autre part d'estimer la sensibilité aux différents paramètres.

Enfin, cette étude constitue également un moyen pour d'une part mettre en évidence les possibilités et les limites de l'utilisation des modèles de CFD pour de telles applications, et plus particulièrement l'approche RANS- $k-\epsilon$ qui est celle que nous adoptons dans notre modèle, et d'autre part pour tenter de répondre à certaines questions propres à la modélisation, comme celles concernant les conditions aux limites, la paramétrisation atmosphérique de certaines équations, la validité de l'hypothèse courante d'atmosphère neutre pour les simulations.

3.2 La campagne de mesures MUST : Mock Urban Setting Test

MUST est une expérience de terrain, à échelle quasi réelle, organisée par la Defense Threat Reduction Agency (DTRA) américaine, début septembre 2001 (cette expérience n'est toutefois pas liée aux événements du 11 septembre). Elle a été conçue pour aider au développement et à la validation des modèles numériques, tout en évitant les problèmes d'échelles des expériences en soufflerie ou en veine hydraulique. L'expérience et les analyses des résultats sont décrites en détails dans Bilitoft (2001) et Yee et Bilitoft (2004).

3.2.1 Objectifs et description de l'expérience

Dans MUST, la canopée urbaine est représentée par des containers de bateaux, disposés régulièrement en 12 rangées de 10, sur le terrain expérimental de l'armée américaine 'US Army Dugway Proving Ground', situé dans le désert de l'Utah aux Etats-Unis, (les coordonnées du site étant $40^{\circ} 12.606'N$, $113^{\circ} 10.635'W$, à une altitude de 1310m au dessus du niveau de la mer). Le terrain est plat et parsemé de buissons d'une hauteur de 50 cm à 1m. La rugosité en amont de la canopée est estimée à $z_0=0.04m$ (Yee et Bilitoft, 2004). Les dimensions des obstacles sont 2.54m de haut, 12.2m de long et 2.42m de large, l'espacement entre les lignes de 12.9m et entre les rangées de 7.9m, la surface totale de la grille ainsi formée étant d'environ $200 \times 200 m^2$. Sur la Figure 3.1 sont présentées différentes vues de l'expérience.

L'expérience consiste en 63 rejets, dont 58 continus et 5 en bouffées, d'un gaz non réactif, le propylène (C_3H_8), dont la masse volumique est proche de celle de l'air ($\rho_g = 1.75kg/m^3$ pour une température de $20^{\circ}C$), pour différentes conditions de vent (différents



(a)



(b)

FIG. 3.1: Photos de l'expérience MUST (Mock Urban Setting Test)

angles d'incidence, vitesses, turbulences, températures de l'air, conditions de stabilités...) et différentes positions pour les rejets à l'intérieur ou à l'extérieur de la canopée (dépendant principalement de la direction du vent), à différentes hauteurs : 0.15m, 1.3m, 1.8m, 2.6m et 5.2m.

De nombreux organismes ont participé à cette expérience, permettant une instrumentation très riche : le laboratoire Army Research Laboratory (ARL), l'Université d'Arizona (ASU), le Dugway Proving Ground (DPG), le laboratoire Defense Science Technology Laboratory (DSTL), le laboratoire Los Alamos National Laboratory (LANL) et l'Université de l'Utah (UU). La Figure 3.2 représente un schéma du dispositif expérimental comprenant la localisation des différents instruments de mesures que nous utilisons pour notre étude ainsi que les noms par lesquels nous y ferons référence par la suite :

- o pour les mesures de vent, de turbulence et de température, des anémomètres/ thermomètres 3D et 2D de type soniques ont été placés en amont (sur le mat S à 30m en amont et devant la première rangée d'obstacles) et à l'intérieur de la canopée (après la première rangée, sur la tour centrale de 32m et sur les quatre mâts de 8m (A, B, C, D), à différents niveaux au-dessus et en dessous de la hauteur des bâtiments (voir Figure 3.2 pour les détails).
- o les concentrations de gaz sont mesurées par des détecteurs à photo-ionisation (PIDs) placés sur quatre lignes horizontales (lignes 1 à 4 dans la Figure 3.2) à une hauteur $z=1.6m$. Des détecteurs PIDs sont également installés sur les mâts de mesures : sur 8 niveaux sur la tour centrale de 32m et sur 6 niveaux sur les mâts de 8m (A, B, C, D).

En complément des instruments présentés sur la Figure 3.2,

- o le profil de température est mesuré en amont de la canopée (près du mât S) entre le sol et une hauteur de 2m par des thermomètres à fibre optique, avec des mesures sur 8 niveaux ($z=0m, 0.01m, 0.05m, 0.10m, 0.25m, 0.5m, 1m$ et $2m$).
- o les températures de parois des bâtiments sont mesurées par des thermocouples placés sur les 5 surfaces exposées (le toit et les 4 'murs') de quatre containers au milieu de la grille, près du mât T de 32m.
- o les flux radiatifs solaires et terrestres sont mesurés par des actinomètres, situés à 30m en amont : des pyranomètres mesurent les flux incidents et réfléchis de grandes longueurs d'onde, des pyrgéomètres les flux incidents et réfléchis de courtes longueurs d'onde.

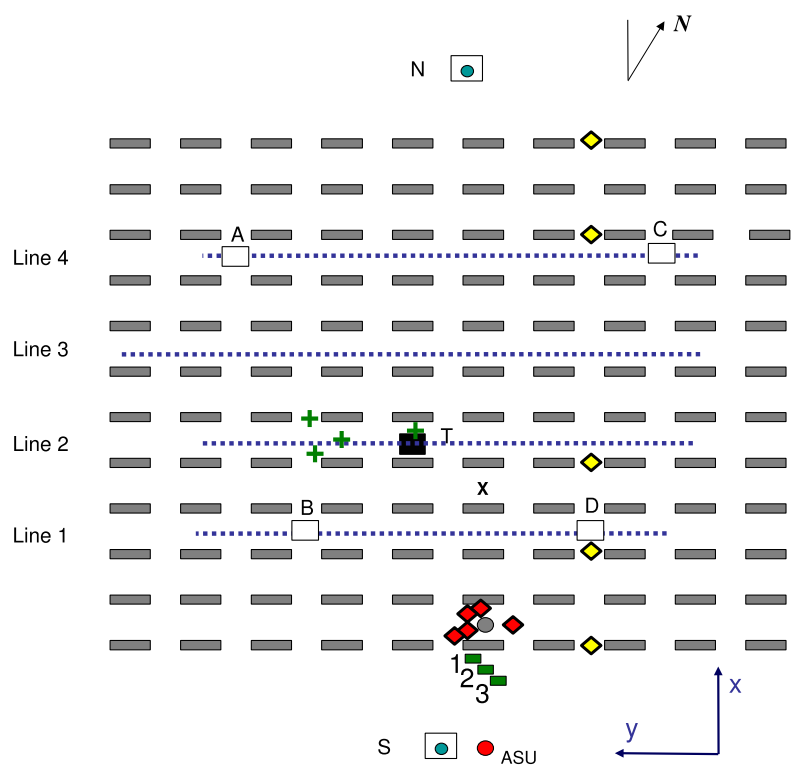
- o Tout autour du site, des instruments permettent l'accès aux mesures météorologiques à méso-échelle : téthersonde, sodar, radar, plates-formes météorologiques méso-échelle.

Les rejets de gaz ont été effectués le soir, la nuit ou à l'aube, sous des conditions de ciel clair, c'est-à-dire dans des conditions de stratification allant de stable à neutre à l'extérieur de la canopée, chaque expérience de rejet durant 15 min. Pour chaque cas, des mesures de 15 min de concentration sont donc disponibles, alors que les mesures dynamiques sont faites en continu sur des périodes de plusieurs heures.

Outre l'analyse détaillée des résultats (Yee et Bilotft (2004) qui s'intéressent tout particulièrement aux fluctuations des concentrations), l'expérience MUST a déjà été exploitée pour des simulations numériques ou expérimentales : Hanna et al. (2004) qui ont réalisé des simulations numériques avec leur modèle de CFD FLACS, Brook et al. (2002) avec leur modèle UDM (Urban Dispersion Model), Camelli et al. (2005) avec leur modèle VLES. Harms (2005) a fait des simulations expérimentales dans la soufflerie de Hambourg, Yee et al. (2006) comparent des simulations expérimentales de MUST en soufflerie et en veine hydraulique. Hsieh et al. (2006) et Gailis et al. (2006) ont récemment fait des simulations numériques des fluctuations des concentrations (avec respectivement une approche équation de transport et une extension d'une approche PDF) et comparé leur résultats à l'expérience de MUST en veine hydraulique. Jusqu'à présent, les résultats de l'expérience de terrain n'ont pas été encore exploités pour des simulations numériques des fluctuations, comme nous faisons dans ce travail.

3.2.2 Cas sélectionnés

Pour leurs analyses, afin de traiter le caractère non-stationnaire inhérent à des conditions météorologiques réelles, Yee et Bilotft (2004) ont sélectionné dans les séries temporelles de 15min, des périodes de 200s, considérées comme quasi stationnaires. D'après Yee et Bilotft (2004), ces périodes de 200s sont supérieures au temps de trajet du panache sur le domaine, tout en permettant des conditions quasi-stationnaires de vitesse et direction de vent (la variabilité du vent étant importante sur des périodes plus grandes), permettant des comparaisons avec des simulations numériques stationnaires. Afin de pouvoir comparer nos résultats avec les analyses de Yee et Bilotft (2004), nous avons sélectionné 20 cas parmi les 21 présentés dans leur article. (Le cas que nous n'avons pas sélectionné



- 16-m pneumatic mast (S, N): 2D sonics (4, 8, 16m).
- 32-m tower (T): 3D sonics (4, 8, 16, 32 m), photo-ionisation detectors (1, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 16m) and photo-ionisation detector t: 2m
- 6-m tower (A, B, C, D): 3D sonics (2, 6 m) and photo-ionisation detectors (1, 2, 3, 4, 5, 5.9 m)
- 3D sonics (V): 1.15 m tripods
- 5-m tower (UU) : 3D sonics (1, 1.8, 2.6, 3.7 m)
- 3D sonics (LANL3D): 3.80m ('1'), 2.37m ('2'), 1.70m ('3')
- 3D sonics (ASU) :1.6 m
- 2D sonics (LANL2D) : 2 m
- lines of photo-ionisation detectors :1.6 m
- photo-ionisation detector w: 2 m

FIG. 3.2: Schéma de l'expérience MUST avec les localisations des différents instruments utilisés pour notre étude (d'après Yee et Biltoft, 2004 ; Nelson et al. 2004)

correspond à un cas pour lequel nous n'avons pas pu modéliser avec précision le profil de vent et de turbulence en amont). L'objectif du travail de Yee et Biltoft (2004) étant d'analyser les fluctuations des concentrations sur un site réel, sélectionner les mêmes périodes de 200s nous paraissait alors pertinent, afin d'évaluer notre modèle de fluctuations.

Le Tableau 3.1 présente les 20 cas que nous avons simulés dans notre étude, donnant pour chacun le nom par lequel nous y ferons référence par la suite, l'heure à laquelle commence le test, l'angle d'incidence α_4 et la vitesse S_4 du vent en amont de la canopée au niveau $z=4\text{m}$ du mât S, l'énergie k_4 et la longueur d'Obukhov L au niveau $z=4\text{m}$ du mât central T, le débit Q du rejet, la position de la source repérée sur la Figure 3.3 et la hauteur z_s du rejet. Il est à noter que la longueur d'Obukhov L a été calculée comme dans Yee et Biltoft (2004) qui utilisent les températures et les flux turbulents et une formule analogue à (1.32), tandis que pour l'énergie cinétique turbulente k_4 , les résultats diffèrent de ceux présentés dans l'article : nous l'avons en effet recalculée, soupçonnant une erreur dans la formule utilisée dans la base de données.

Ce tableau illustre la large gamme de conditions de vent et de turbulence que permet de simuler l'expérience : les vitesses moyennes de vent en amont à une hauteur de 4m varient de 1.63ms^{-1} à 7.93ms^{-1} et la valeur absolue de l'angle d'incidence de 10° à 49° . Nous avons déjà évoqué le fait que les rejets ont été effectués le soir, la nuit ou à l'aube (voir la deuxième colonne du Tableau 3.1, donc dans des conditions d'atmosphère stable à neutre. La longueur d'Obukhov L présentée dans le Tableau 3.1 est calculée avec les mesures du mât central de 32m, ce qui signifie qu'elle est représentative des conditions de stabilité au-dessus de la canopée (et non de l'atmosphère amont). Nous reviendrons dans la Section (3.6.2) sur la modification de la stratification par les obstacles. Pour deux cas (2681829 et 2681849) la stratification est neutre ($L > 2500$), pour 11 cas, de faiblement stable à presque neutre ($130 < L < 330$) et pour sept cas de très stable à stable ($4.8 < L < 91$).

Trial	Local start time	α_4 (deg)	S_4 (m s ⁻¹)	k_4 (m ² s ⁻²)	L (m)	Q (L min ⁻¹)	Source location	z_s (m)
2640138	0145	17	2.35	0.258	91	175	19	0.15
2640246	0251	30	2.01	0.292	62	200	21	0.15
2671852	1852	-49	3.06	0.379	330	200	25	0.15
2671934	1935	-48	1.63	0.044	5.8	200	25	1.8
2672033	2034	-26	2.69	0.126	4.8	200	27	1.8
2672101	2102	-10	1.89	0.095	7.7	200	18	0.15
2672150	2151	36	2.30	0.334	150	200	22	0.15
2672213	2213	30	2.68	0.366	150	200	22	1.8
2672235	2235	36	2.32	0.202	48	200	28	2.6
2672303	2304	17	2.56	0.269	74	200	11	1.8
2681829	1830	-41	7.93	4.263	28000	225	29	1.8
2681849	1849	-41	7.26	2.776	2500	225	29	0.15
2682256	2256	-42	5.02	1.540	240	225	32	0.15
2682320	2321	-39	4.55	1.032	170	225	26	2.6
2682353	2354	-47	4.49	1.056	120	225	33	5.2
2692054	2055	39	3.34	0.483	170	225	37	1.3
2692131	2132	39	4.00	0.677	220	225	35	1.3
2692157	2158	43	2.98	0.510	130	225	36	2.6
2692223	2224	26	2.63	0.468	120	225	34	1.3
2692250	2251	36	3.38	0.577	130	225	37	1.3

TAB. 3.1: Présentation des 20 cas sélectionnés : ‘Trial’ est le nom du cas, ‘Local Start Time’, l’heure de début du rejet, S_4 et α_4 sont respectivement la vitesse et la direction d’incidence (par rapport à l’axe des x) du vent moyen, au niveau situé à 4m sur la mât S en amont de la canopée, k_4 est l’énergie cinétique turbulente et L la longueur d’Obukhov au niveau situé à 4m sur la tour centrale T, Q est le débit du rejet, ‘Source Location’ est la position de la source repérée sur la Figure 3.3 et z_s est la hauteur de la source (d’après Yee et Biltoft, 2004 et Biltoft, 2001)

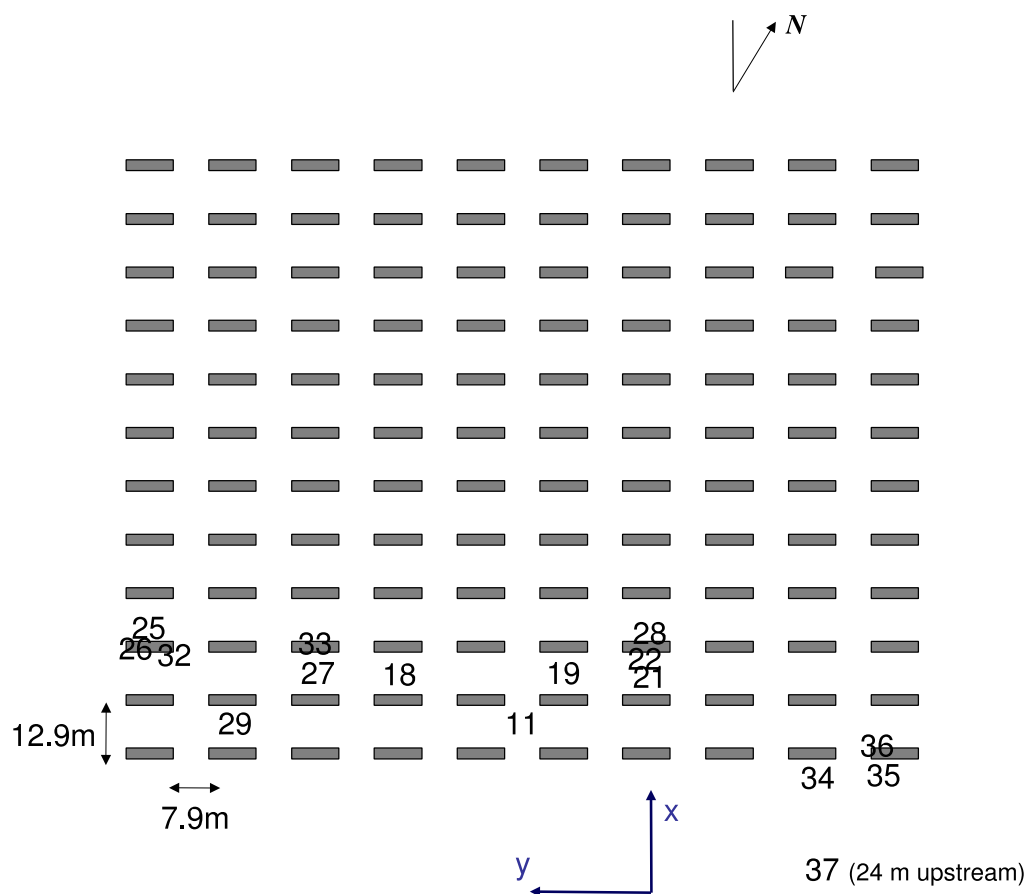


FIG. 3.3: Schéma de l'expérience MUST avec les localisations des sources des différents rejets utilisés pour notre étude (d'après Yee et Bilottoft, 2004 ; Bilottoft. 2001)

3.3 Simulations numériques

Les simulations sont faites dans des conditions neutres ou stables (en fonction des cas), le modèle *Mercur*e pouvant en effet prendre en compte les effets de la stratification à travers le terme de production (2.47b) dans les équations (2.45) et (2.46). Nous reviendrons en détails sur ce point de modélisation dans la Section (3.6.2).

3.3.1 Domaine de simulation

La Figure 3.4 montre le domaine de simulation et le maillage, qui est un maillage non structuré d'environ 800 000 mailles hexaédriques. La résolution horizontale varie de 4m (en amont et en aval des obstacles) à 0.6m (à proximité des obstacles). La résolution verticale varie de 0.3m près du sol et reste constante jusqu'à un niveau dont la hauteur est le double de celle des obstacles ; à partir de cette hauteur la grille devient une grille étirée jusqu'à atteindre des mailles de 4m de résolution verticale.

3.3.2 Conditions initiales et aux limites

Les conditions initiales et aux limites aux frontières supérieures et latérales permettent de prendre en compte l'état de référence grande échelle.

Pour **la frontière supérieure**, nous utilisons des conditions de symétrie, c'est-à-dire une condition flux nul imposée à toute les grandeurs moyennes.

Les **conditions aux limites latérales** sont fixées par la direction du vent :

- si la vitesse est sortante, des conditions de Neuman sont imposées : les valeurs sont imposées par l'advection pour toutes les grandeurs transportées. La vitesse est ensuite corrigée pour assurer la conservation du débit.
- si la vitesse est entrante, des conditions de Dirichlet sont utilisées : les valeurs sont fixées pour toutes les grandeurs transportées (vitesse, scalaire et turbulence).

Plusieurs approches existent pour modéliser le **profil de vitesse de l'écoulement amont**. Une première approche (Hanna et al. 2002 ; Baik et al., 2003 ; Lien et Yee, 2004) consiste à utiliser une loi exponentielle de type :

$$\frac{\overline{u}(z)}{\overline{u}_{z_{ref}}} = \left(\frac{z}{z_{ref}} \right)^\alpha, \quad (3.1)$$

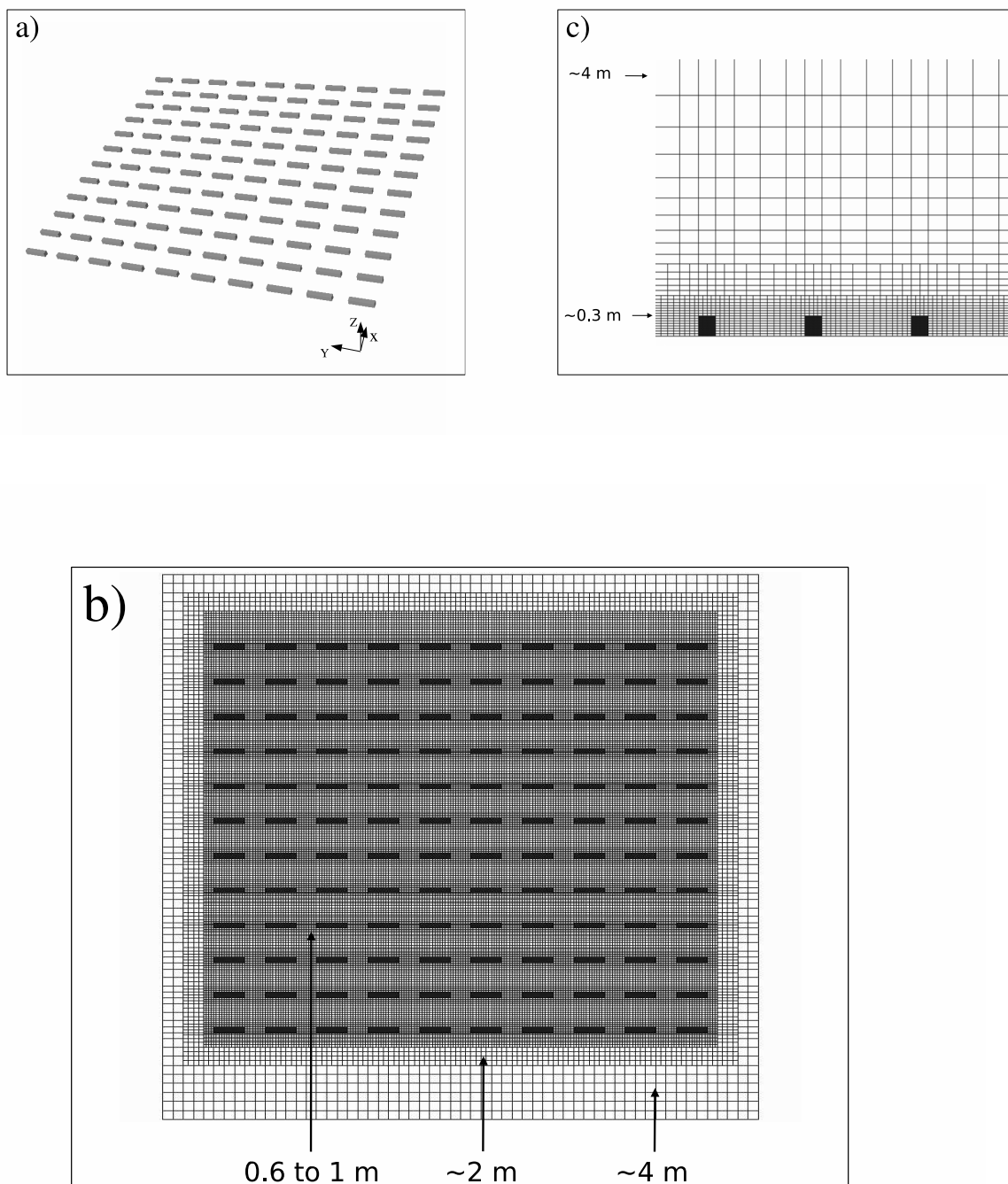


FIG. 3.4: Domaine de simulation a) domaine tridimensionnel b) coupe horizontale et c) coupe verticale

avec $\bar{u}_{z_{ref}}$ la vitesse à une hauteur de référence z_{ref} et α un coefficient.

Une autre approche (Sini et al., 1996 ; Chan et al. 2001 ; Richards et Hoxey, 1993) consiste à modéliser le profil de vent par une loi logarithmique, en accord avec la théorie de similitude de Monin-Obukhov exposée dans le Chapitre 1 (Equation (1.33)). L'avantage d'un profil logarithmique est qu'il permet d'avoir une vitesse nulle au sol et qu'il est mieux adapté pour en dériver le profil d'énergie cinétique turbulente et de dissipation, nécessaires comme conditions initiales et aux limites pour notre modèle. C'est pourquoi, dans nos simulations, nous modélisons le profil de vent amont avec un profil logarithmique. Cependant, afin de simuler des cas stables, nous utilisons la théorie de similitude locale (Stull, 1988) : pour une atmosphère stable, il est en effet reconnu que la turbulence au sommet et au milieu de la couche de surface n'est pas forcément en équilibre avec les flux à la surface. Les différentes variables de similitude dépendent alors de l'altitude z et le profil de vent est écrit :

$$u(z) = \frac{u_L(z)}{\kappa} \left(\ln \left(\frac{z + z_0}{z_0} \right) + 5 \frac{z}{L} \right) \quad (3.2)$$

où κ est comme dans (1.33) la constante de von Kàrmàn égale à 0.4, z_0 la rugosité dynamique, prise égale à 0.04m (Yee et Biltoft, 2004) et L la longueur d'Obukhov (1.32). $u_L(z)$ est la contrainte de cisaillement locale, exprimée à l'aide de la vitesse de frottement u_* et de la hauteur de la couche limite h :

$$u_L(z) = u_* \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (3.3)$$

La hauteur de la couche limite h est évaluée d'après Garratt (1992) : $h = 0.4 \sqrt{u_* L / |f|}$, f étant le paramètre de Coriolis. On peut noter que pour des conditions neutres (ou faiblement stables), L et donc h deviennent très grands et $u_L \approx u_*$; on retrouve alors la théorie de Monin-Obukhov classique et l'équation (1.33).

Pour modéliser les profils amont d'**énergie cinétique turbulente** et de **dissipation**, il existe également plusieurs approches. Nous reviendrons en détails sur ce point dans la Section 3.6.1.

3.4 Résultats

3.4.1 Influence de la canopée sur l'écoulement

Comme évoqué dans les Chapitre 1 et 2, un des principaux effets de la canopée urbaine est un ralentissement local de l'écoulement et une augmentation de la turbulence. La Figure 3.5 présente les champs d'amplitude du vecteur vitesse (3.5a) et d'énergie cinétique turbulente (TKE) (3.5b) au-dessus des bâtiments (à une hauteur de $z = 4\text{m}$), pour le cas simulé 2640246 (Tableau 3.1). Le vent en amont a une direction de 30° , une vitesse à $z = 4\text{m}$ de 2ms^{-1} et une TKE de $0.29\text{m}^2\text{s}^{-2}$ (en notant que dans ce cas, la modélisation du profil amont de vent par un profil logarithmique conduit à une surestimation de la vitesse à $z = 4\text{m}$ par rapport aux mesures). L'écoulement est ralenti par la résistance qu'exercent les obstacles sur le vent, ce ralentissement étant encore visible en aval de la canopée. L'augmentation de la TKE n'est pas homogène au dessus la canopée et nécessite plusieurs rangées (plus de 5 dans le cas présenté ici) avant de s'établir.

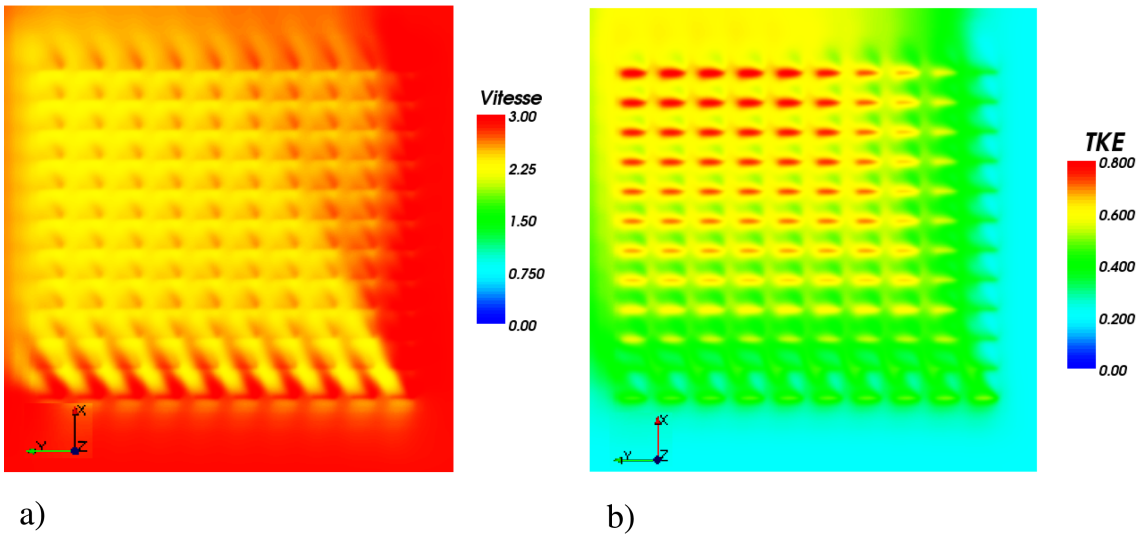


FIG. 3.5: Champs a) de l'amplitude du vecteur vitesse (m/s) et b) de l'énergie cinétique turbulente (TKE) (m^2/s^2), à une hauteur $z=4\text{m}$, pour le cas 2640246

Afin d'étudier l'écoulement à l'intérieur de la canopée, le champ de l'amplitude du vecteur vitesse est représenté sur la Figure 3.6 au-dessous du niveau des toits (à une hauteur de $z = 1.6\text{m}$, Figure 3.6a) et au niveau des toits (à une hauteur de $z = 2.54\text{m}$, Figure 3.6b). Comme escompté, le ralentissement de l'écoulement est plus important à l'intérieur de la canopée qu'au-dessus, avec une diminution de la vitesse dès l'amont de la première rangée de bâtiments, où le fluide se trouve piégé dans les zones de recirculation.

L'influence de ces zones de recirculation est encore présente au-dessus des bâtiments à $z = 4\text{m}$ (Figure 3.5a), avec un ralentissement observé également en amont de la première rangée, bien que beaucoup moins marqué.

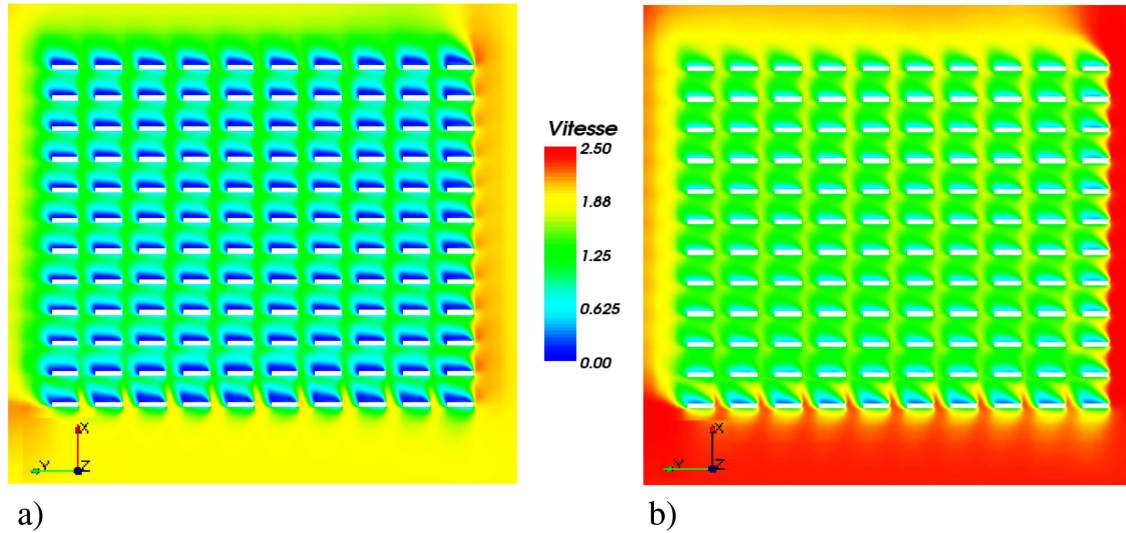


FIG. 3.6: Champs de l'amplitude du vecteur vitesse (m/s) a) au-dessous du niveau des toits ($z=1.6\text{m}$) et b) au niveau des toits ($z=2.54\text{m}$), pour le cas 2640246

La modification des profils de vent par la canopée est illustrée par la Figure 3.7, qui compare le profil amont de la vitesse horizontale (Figure 3.7a) avec les profils devant la première rangée de bâtiments (Figure 3.7b), derrière la première rangée de bâtiments (Figure 3.7c) et au milieu de la canopée (Figure 3.7d) (Il faut noter que pour les figures b) et c), l'échelle verticale est différente, afin de mieux décrire le profil au dessous du niveau des toits). Dès l'amont des premiers obstacles, le profil logarithmique de la vitesse n'est plus conservé (Figure 3.7b) où le profil 'MUST1' est celui situé le plus proche de la paroi (Figure 3.2). Les profils de vent ont ainsi une forme logarithmique au-dessus du niveau des toits et une forme qui s'apparenterait à la forme exponentielle de Macdonald (2000) en dessous (Figures 3.7b et c). La comparaison des profils amont et au milieu de la canopée (Figures 3.7a et d) met en évidence un ralentissement du vent encore marquée à une hauteur d'environ 2.5 fois le niveau des toits, mais celui s'estompe avec la hauteur et n'est plus perceptible à une hauteur de 5 fois le niveau des toits.

Une caractéristique du champ de vent à l'intérieur de la canopée (à $z = 1.6\text{m}$), observée également dans les études de rue canyon, est une très forte diminution de la vitesse

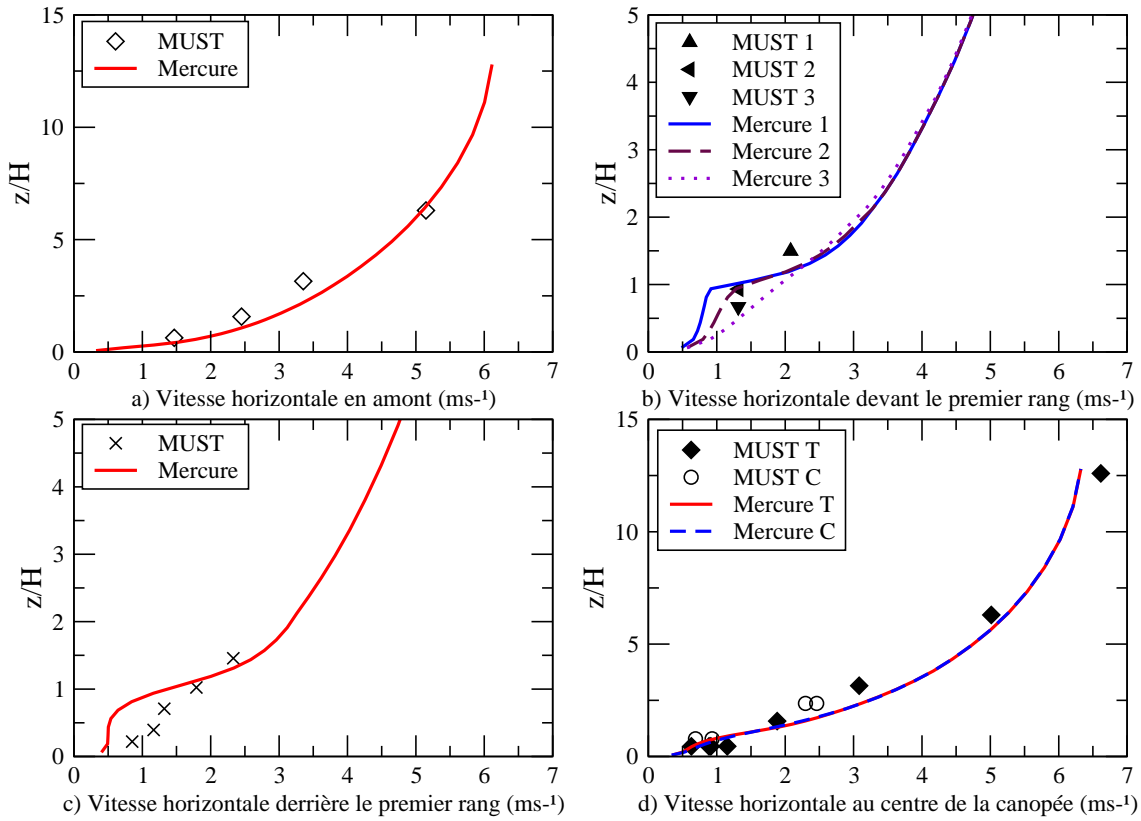


FIG. 3.7: Profils verticaux de la vitesse horizontale (m/s) a) en amont de la canopée (mât S), b) en amont de la première rangée de bâtiments (LANL 1, 2 et 3), c) entre la première et la deuxième rangée de bâtiments (mât UU) et d) au centre de la canopée (T=mât T et C=mâts A, B, C, D), pour le cas 2640246. Voir la Figure 3.2 pour la position des différents mâts. A noter que l'échelle de b) et c) diffère de celle de a) et d).

près de la partie des bâtiments protégées du vent ('leeward face' dans la littérature) avec l'apparition de zone de stagnation où la vitesse est très faible (Figure 3.6a). Avec un vent d'incidence de 30° , cette zone de stagnation est observée aussi bien dans les rues perpendiculaires que parallèles. Ce fort ralentissement est également observé au niveau des toits (à $z = 2.54\text{m}$, Figure 3.6b), où l'influence des zones de recirculation et de stagnation est encore importante.

Afin d'analyser plus en détails l'écoulement à l'intérieur de la canopée, nous avons représenté sur la Figure 3.8 la projection du vecteur vitesse sur un plan de coupe vertical perpendiculaire aux bâtiments. Pour des raisons de lisibilité, l'amplitude des vecteurs avant projection est normalisée, la couleur étant alors proportionnelle à l'amplitude. Cette coupe fait apparaître les zones de recirculation tridimensionnelles (dans le sens où le vent n'est pas perpendiculaire aux bâtiments). La zone d'ascendance près de la paroi protégée du vent ('leeward' face) est caractérisée par des vitesses de vent très faibles. Si l'influence des zones de recirculation est encore très marquée au niveau des toits, avec des vitesses très faibles près de la paroi, elle reste encore visible quelques mètres au-dessus des toits mais s'estompe rapidement avec la hauteur : à un niveau équivalent à deux fois la hauteur des bâtiments, elle n'est plus perceptible.

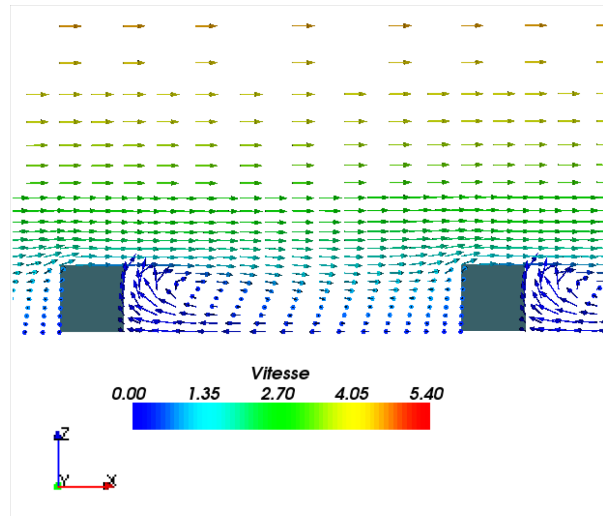


FIG. 3.8: Projection du vecteur vitesse sur un plan de coupe vertical perpendiculaire aux bâtiments (plan médian des containers), pour le cas 2640246. L'amplitude des vecteurs avant projection a été normalisée.

Les champs d'énergie cinétique turbulente au-dessous et au niveau des toits sont repré-

sentés sur la Figure 3.9. Si à une hauteur de $z = 4\text{m}$ la turbulence est augmentée, ce n'est pas le cas à l'intérieur de la canopée (du moins pour les premiers rangs). Liées aux zones d'ascendance de vent très faible, apparaissent près des parois protégées du vent des zones où la turbulence est fortement diminuée. Comme observé pour les champs à $z = 4\text{m}$, la turbulence est moins homogène que la vitesse (cette caractéristique étant vraisemblablement inhérente au modèle). A la hauteur des toits (Figure 3.9b), apparaissent en amont des obstacles de très fortes zones de turbulence, qui peuvent, entre autres, s'expliquer par la surestimation, dans ce cas, de la turbulence en amont des points d'impact sur les parois par le modèle de fermeture $k-\epsilon$ (Lien et Yee, 2004).

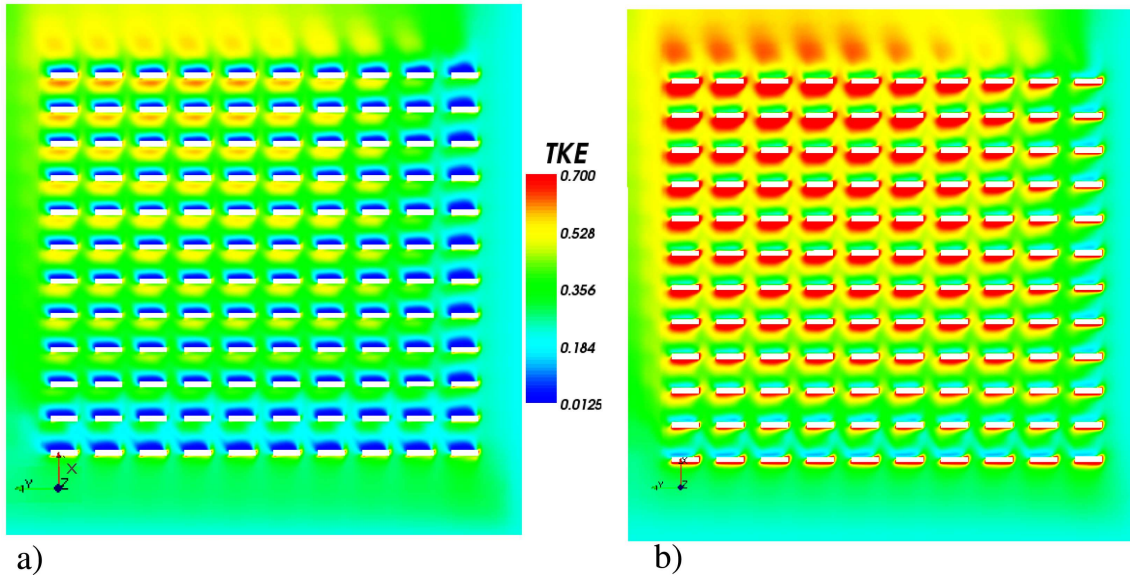


FIG. 3.9: Champs d'énergie cinétique turbulente (TKE) (m^2/s^2) a) au-dessous du niveau des toits (à $z=1.6\text{m}$) et b) au niveau des toits (à $z=2.54\text{m}$), pour le cas 2640246

Afin d'étudier l'influence de l'angle d'incidence du vent sur la modification de l'écoulement dans la canopée, nous comparons la projection du vecteur vitesse sur un plan horizontal à une hauteur de $z=1.6\text{m}$, pour le cas 2640246 (angle d'incidence de 30°) et le cas 2672101 (angle de -10°) (Figure 3.10). Pour un vent amont de faible incidence, l'écoulement est principalement guidé par les rues orientées selon l'axe des x et les vitesses de vent dans les rues perpendiculaires sont ici très faibles.

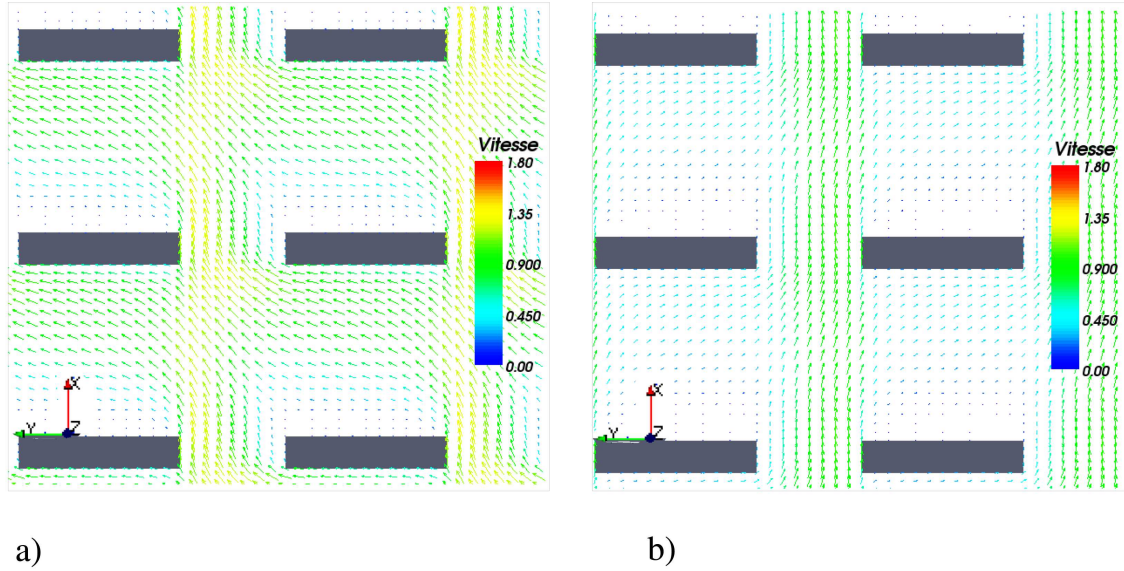


FIG. 3.10: Projection du vecteur vitesse sur un plan horizontal à une hauteur de $z=1.6\text{m}$, pour a) le cas 2640246 (angle d'incidence de 30°) et b) le cas 2672101 (angle de -10°)

3.4.2 Effets moyens des bâtiments sur la dispersion

La Figure 3.11, qui présente une vue tridimensionnelle de surface d'isoconcentration, illustre la dispersion d'un polluant passif dans la canopée pour un vent incident de 30° (cas 2640246), mettant en évidence aussi bien l'élévation du panache au-dessus de la canopée, que la dispersion à travers les rues parallèles et perpendiculaires.

La dispersion horizontale est fortement influencée par les bâtiments et la direction de l'écoulement. Pour un vent d'incidence non nul (Figure 3.12a) pour le cas 2640246), le polluant est acheminé dans les rues orientées selon l'axe des x et dans les rues orientées selon l'axe des y , ce qui modifie la dispersion horizontale par rapport à un panache en terrain plat, pour un vent de même incidence. En outre, si la source se trouve dans une zone de recirculation, elle est en premier lieu entraînée vers l'arrière avant d'être acheminée à travers les rues (Figure 3.12b). En raison des faibles vitesses près de la paroi protégée du vent, le polluant est alors piégé près de cette paroi où les concentrations sont élevées.

La forme et l'espacement des obstacles de l'expérience MUST ont alors un impact sur la direction de l'axe du panache, comme observé dans des travaux précédents (e.g. Carissimo et Macdonald, 2002). La Figure 3.13 présente des coupes 2D de champs 3D de

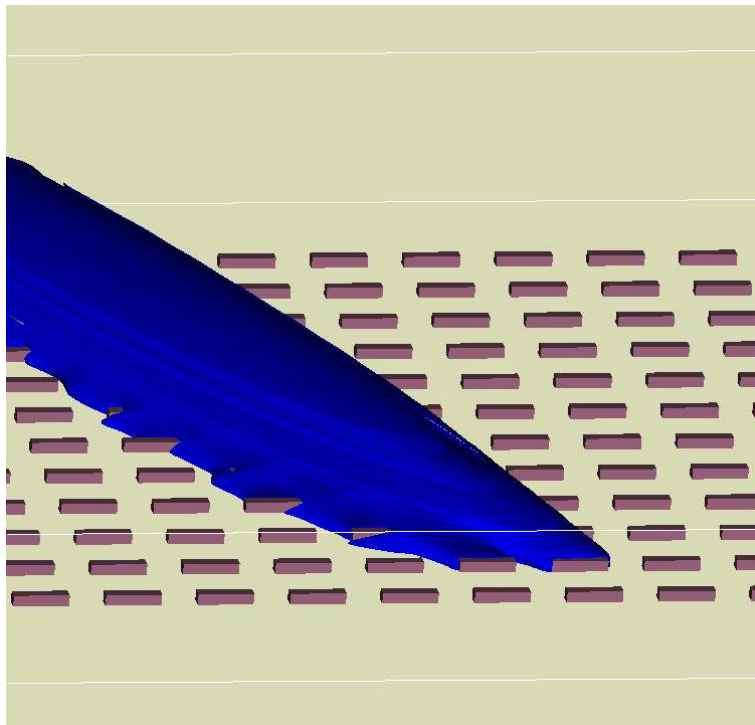


FIG. 3.11: Vue tridimensionnelle de surface d'isoconcentration, pour le cas 2640246.

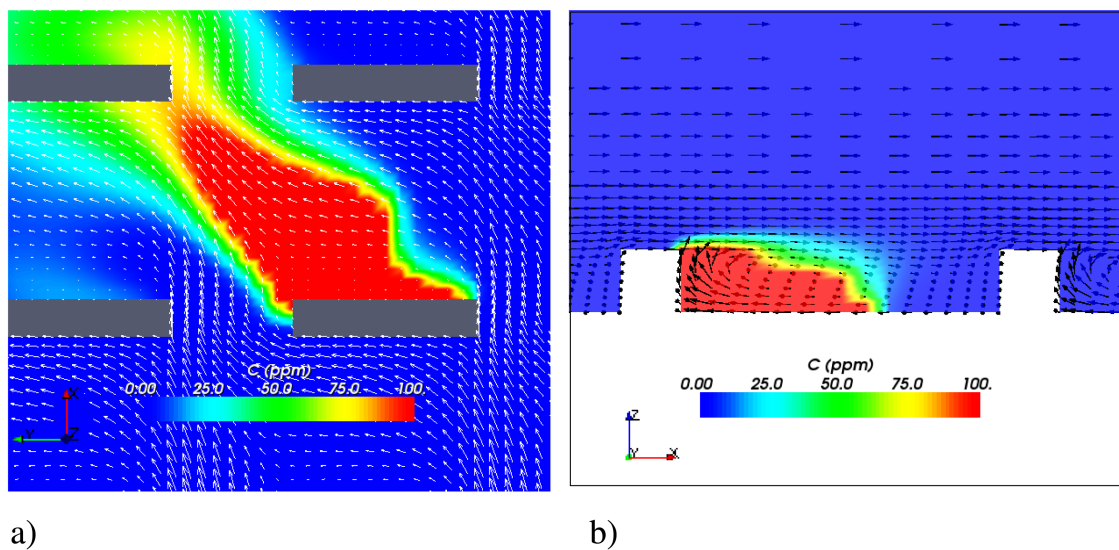


FIG. 3.12: Plan de coupe du champ de concentrations moyennes (ppm) et projections du vecteur vitesse (m/s) sur ce plan a) pour un plan horizontal au-dessous du niveau des toits ($z=1.6$ m) et b) pour un plan vertical perpendiculaire aux bâtiments, pour le cas 2640246 (le vecteur vitesse étant normalisé avant projection pour la figure b).

concentrations moyennes sur un plan horizontal à une hauteur $z/H = 0.62$, pour deux angles d'incidence du vent : 30° et -41° . La forme oblongue des obstacles induit une déviation de l'axe du panache par rapport à la direction du vent. Cet angle entre l'axe du panache et la direction du vent s'explique par le fait que lorsque l'angle du vent incident est suffisamment grand, le polluant est transporté par l'écoulement dans les rues perpendiculaires, comme cela est observé dans l'expérience (Yee et Biltoft, 2004).

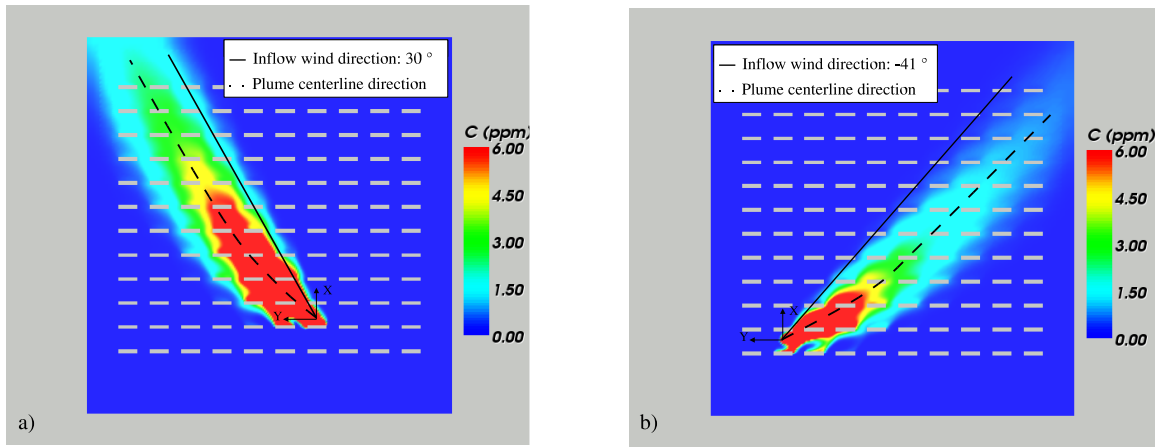


FIG. 3.13: Plans de coupe horizontaux de champs de concentration (ppm) au niveau des toits ($z=2.54\text{m}$) illustrant la déviation de l'axe du panache par rapport à la direction du vent amont pour a) le cas 2640246 (angle d'incidence de 30°) et b) le cas 2681829 (angle de -41°)

Il apparaît que cette déviation diffère selon que l'on se situe près ou loin de la source : sur la Figure 3.14 sont tracés pour les 20 cas, l'angle de l'axe du panache à la hauteur des bâtiments ($z = 2.54\text{m}$) en fonction de l'angle d'incidence du vent à la même hauteur : les losanges représentent la direction du panache près de la source (i.e. deux rangées de bâtiments après la source) et les carrés loin de la source (i.e. huit rangées de bâtiments après la source). Près de la source, la différence entre la direction du panache et celle du vent peut atteindre 23° , pour une direction du vent incident de 27° par rapport à l'axe de la canopée. Loin de la source, la différence est réduite et l'axe du panache tend à s'aligner avec l'angle du vent incident. En effet, en s'éloignant de la source, le panache, qui s'élève au-dessus des bâtiments, s'élargit (aussi bien verticalement qu'horizontalement) et subit

l'influence, de manière complexe, de la turbulence venant de la partie supérieure de la couche limite.

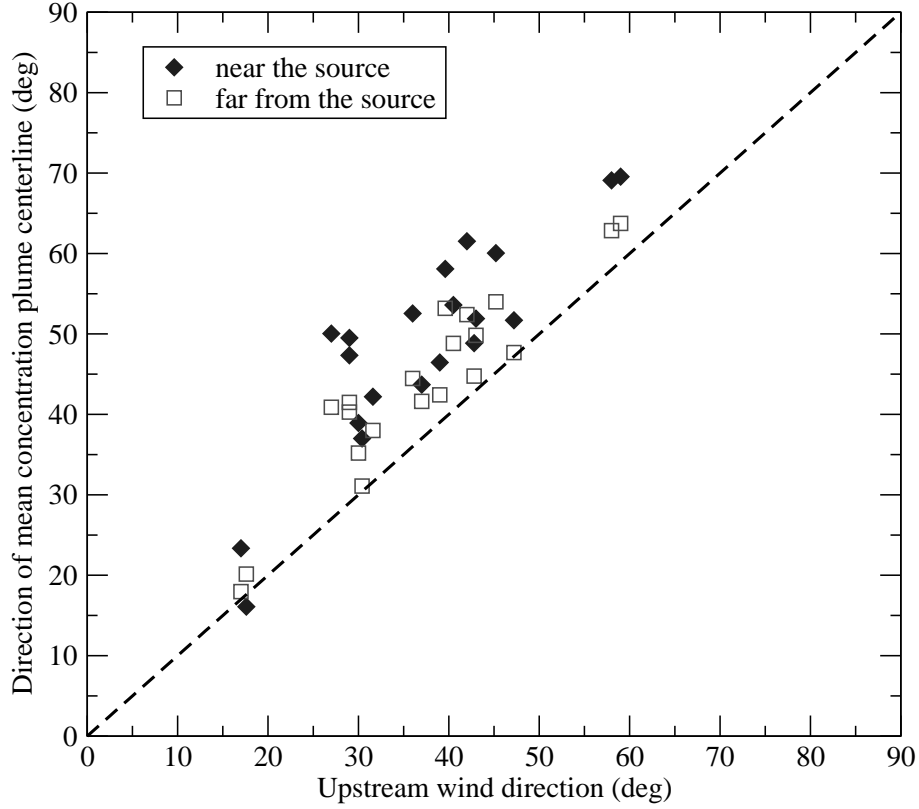


FIG. 3.14: Valeur absolue de l'angle de l'axe du panache au niveau des toits ($z=2.54\text{m}$) en fonction de la valeur absolue de l'angle d'incidence du vent amont. losanges = près de la source ; carrés = loin de la source.

Pour un même angle d'incidence du vent amont, la direction de l'axe du panache dépend aussi de l'endroit où se situe la source. Par exemple, pour les deux cas 2640138 et 2672303, l'angle d'incidence du vent est de 17° ; néanmoins, les axes des panaches ont des directions respectives de 23° et 16° près de la source. Cette différence s'explique par l'influence de la position de la source : si pour le cas 2640138, la source est située derrière un obstacle (position 19 sur la Figure 3.3, elle est située à l'intersection de deux rues pour le cas 2672303 (position 27). La Figure 3.15 représente les isosurfaces 3D pour la quantité $X = 10^{-6} CS_4/Q = 0.2$ (avec C la concentration moyenne ppm, S_4 la vitesse moyenne à une hauteur $z = 4\text{m}$ et Q le débit de la source). Pour une source située derrière un obstacle, le polluant est d'abord transporté dans la rue orientée selon l'axe des y (i.e. orientée Est-Ouest), alors que pour une source située à l'intersection de deux rues, le

polluant est d'abord transporté dans la rue orientée selon l'axe des x (i.e. orientée Sud-Nord), ce qui explique les différences dans les angles de l'axe du panache près des sources. Cette différence et donc l'effet initial de la position de la source sont ensuite atténués : loin des source, les directions du panache deviennent 18° et 20° pour respectivement le cas 2640138 et 2672303.

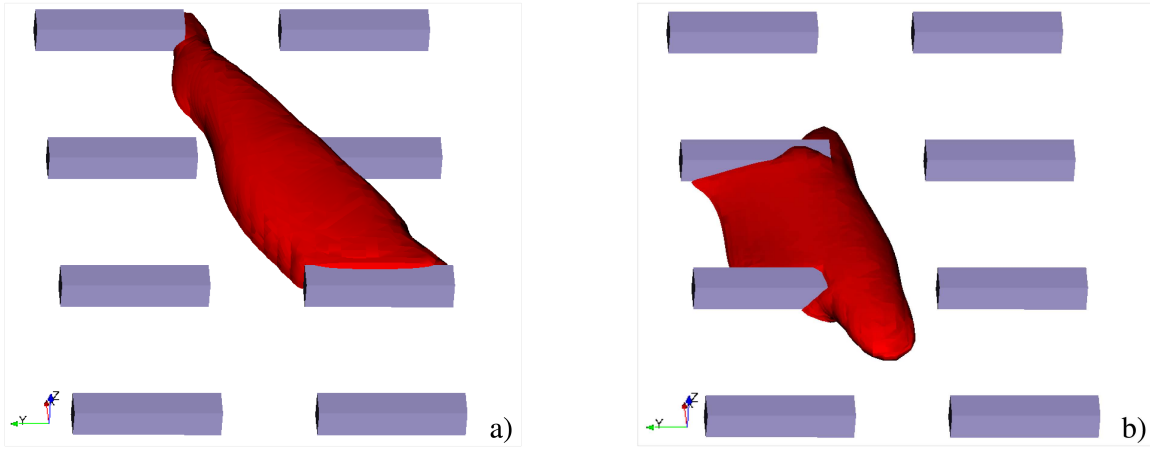


FIG. 3.15: Comparaison des isosurfaces de concentrations normalisées ($X = 10^{-6}CS_4/Q=0.2$, avec C la concentration moyenne (ppm), S_4 la vitesse moyenne du vent (m/s) à $z=4$ m, et Q le débit de la source (L/min) pour deux cas avec le même vent incident mais deux positions différentes de la source : a) cas 2040138, b) cas 2672303

3.4.3 Fluctuations des concentrations

La Figure 3.16 présente des coupes horizontales des champs 3D de concentrations moyennes (Figure 3.16a) et l'écart type des concentrations $\sqrt{c'^2}$ (Figure 3.16b) pour le cas 2640246. Si l'ordre de grandeur de l'écart type des concentrations est le même que celui des concentrations moyennes près de la source, après deux rangs, l'écart type diminue plus vite que les concentrations moyennes. En effet, le terme de production dans l'équation des variances (2.43) est proportionnel au carré du gradient des concentrations moyennes et de la viscosité turbulente. Ainsi, lorsque le panache des concentrations moyennes s'élargit, les concentrations deviennent plus homogènes et le gradient diminue, entraînant la diminution du terme de production dans l'équation(2.43). Dans leur modèle, Fackrell et Robins (1982b) trouvent aussi cette caractéristique : à cause des méandres, les fluctua-

tions croissent en aval de la source jusqu'à un maximum et puis décroissent plus vite que les concentrations moyennes.

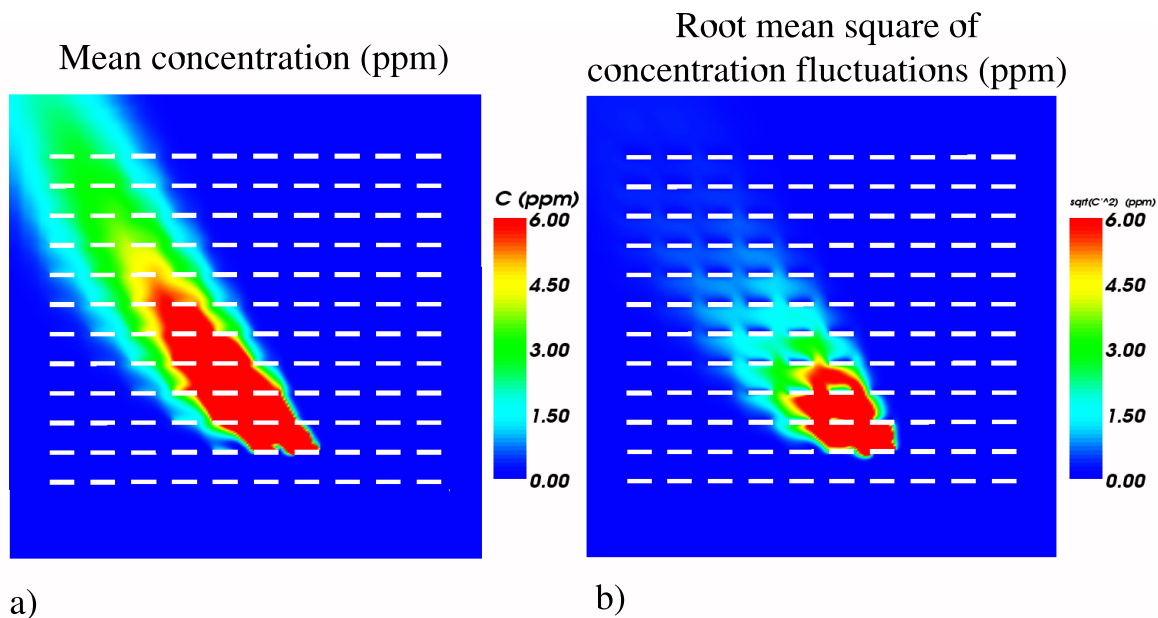


FIG. 3.16: Plans de coupe horizontaux en dessous du niveau des toits ($z=1.6\text{m}$) a) du champ de concentrations moyennes (ppm) et b) du champ des écarts types des concentrations (ppm), pour le cas 2640246.

Cette caractéristique s'observe aussi sur la Figure 3.17, qui compare des coupes verticales des champs de concentrations moyennes (Figure 3.17a) et d'écart type des concentrations (Figure 3.17b), le long de l'axe du panache, pour le même cas 2640246 (pour ce cas, le vent incident a un angle de 30° , ce qui explique la forme irrégulière des obstacles sur la coupe). Si le maximum de la concentration moyenne est situé en dessous du sommet des obstacles, le maximum de l'écart type est situé au niveau du sommet de la canopée, où non seulement le gradient des concentrations moyennes, mais aussi la viscosité turbulente sont maximum (et donc avec eux le terme de production dans l'équation(2.43)).

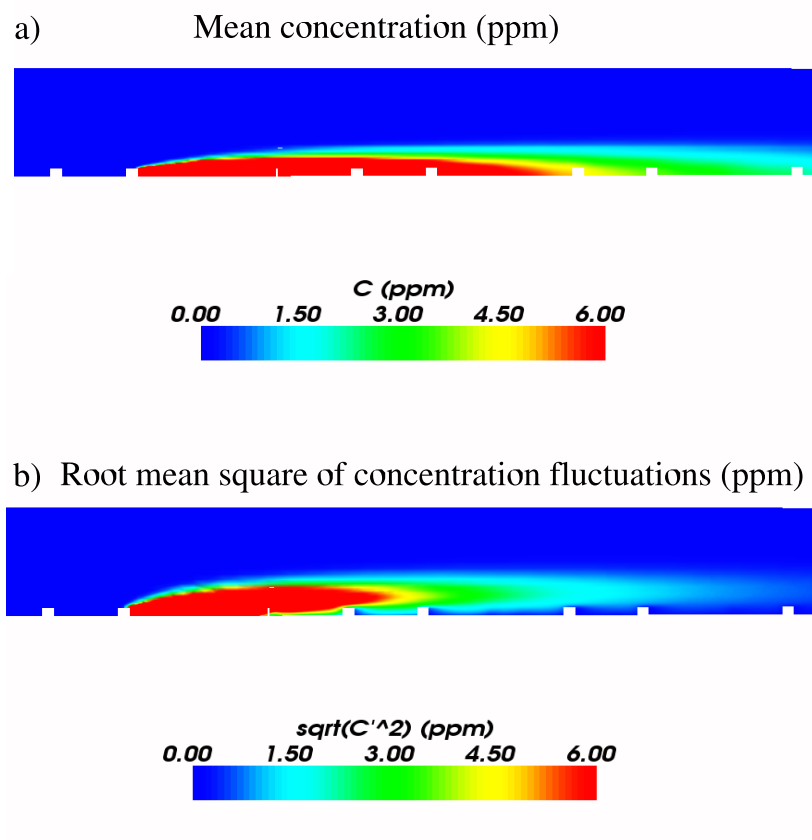


FIG. 3.17: Plans de coupe verticaux le long de l'axe du panache a) du champ de concentrations moyennes (ppm) et b) des écarts types des concentrations (ppm), pour le cas 2640246.

La Figure 3.18 compare les profils verticaux des concentrations moyennes (Figure 3.18a) et des écarts type des concentrations (Figure 3.18b). Comme nous l'avons observé sur les coupes verticales (Figure 3.16), les fluctuations atteignent leur maximum à un niveau supérieur, en comparaison avec les concentrations moyennes.

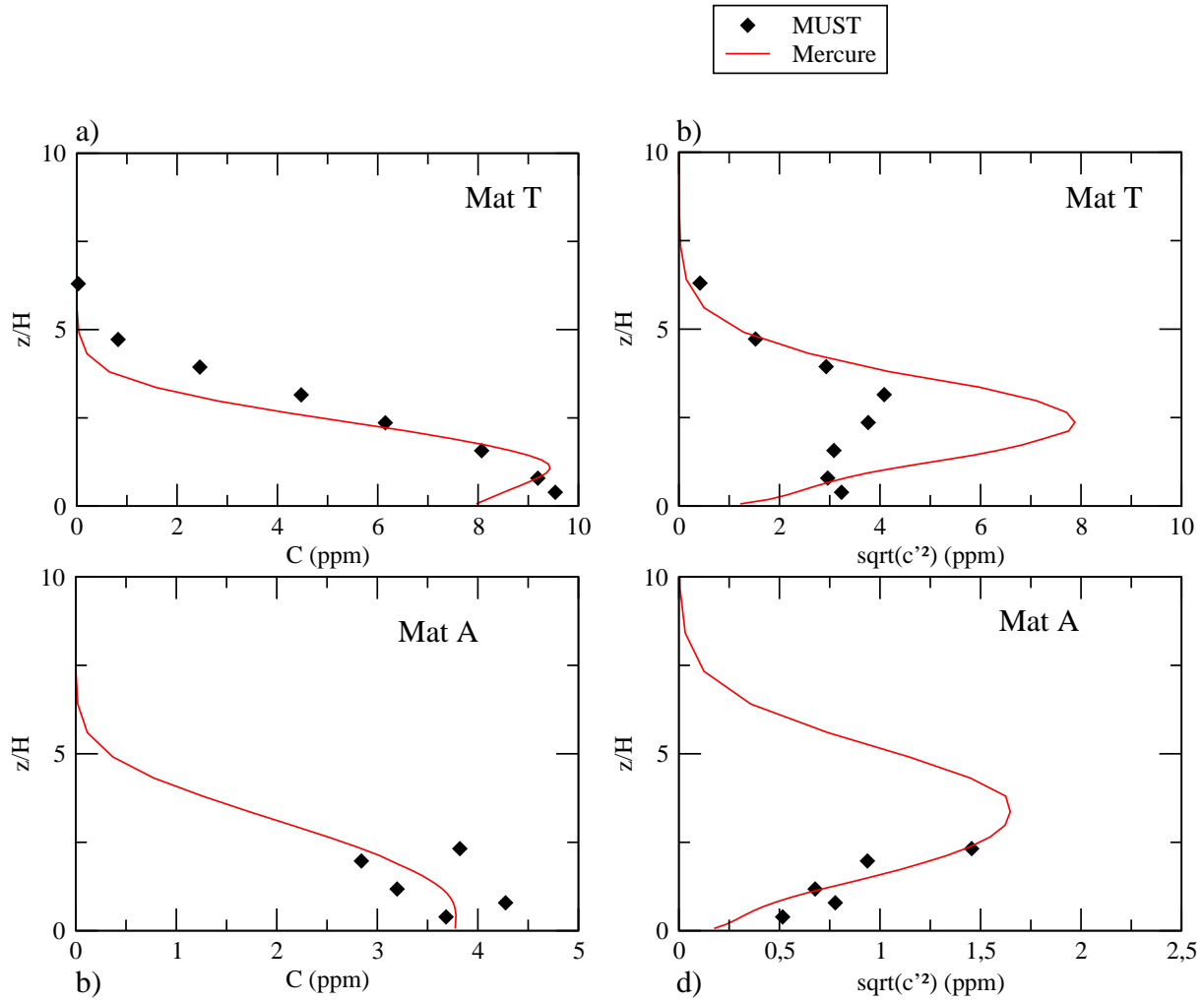


FIG. 3.18: Profils verticaux de la concentration moyenne (ppm) a) pour le mât T et b) pour le mât A et des écarts types des concentrations (ppm) c) pour le mât T et d) pour le mât A, pour le cas 2640246.

3.5 Analyses et discussion

Nous avons simulé les 20 cas présentés dans le Tableau 3.1 et pour chacun effectué des analyses détaillées aussi bien pour la dynamique que les concentrations (moyennes et variances).

3.5.1 Dynamique

Dans les simulations, si les profils verticaux des vitesses horizontales de vent peuvent être considérées comme uniformes pour différentes positions dans la canopée, ce n'est pas le cas pour l'énergie cinétique turbulente (TKE) : il faut environ trois rangs d'obstacles pour que les profils verticaux de TKE s'établissent comme homogènes. Cela est illustré par la Figure 3.23 qui compare deux profils verticaux de TKE : le premier entre les rangs 1 et 2 (Figure 3.23a) et le deuxième au centre de la canopée (Figure 3.23b). La Figure 3.23 montre aussi que cela n'est pas nécessairement observé pour les mesures, le modèle ayant tendance à sous-estimer la turbulence entre les rangs 1 et 2.

Afin de résumer les analyses pour les variables dynamiques, la Figure 3.19 compare pour les 20 cas les mesures et les résultats du modèle pour la vitesse horizontale et pour l'énergie cinétique turbulente, pour tous les détecteurs présentés par la Figure 3.2 : les Figures 3.19a et 3.19c pour les anémomètres soniques situés dans les premiers rangs de la canopée (LANL3D devant le premier rang d'obstacles, LANL2D entre le premier et le deuxième rang, ainsi que le mât UU, également entre le premier et le deuxième rang) et les Figures 3.19b et 3.19c pour les anémomètres soniques situés au centre de la canopée (la tour centrale de 32-m T, les quatre mâts de 6m A, B, C et D et les tripodes V placés à une hauteur de 1.15m).

Mercure reproduit correctement la vitesse horizontale, avec une NMSE de 0.09. Néanmoins, si *Mercure* donne des résultats satisfaisants pour les détecteurs situés sur le mât central T, (Figure 3.19b) avec une NMSE égal à 0.01 et une MG égale à 0.93, et les soniques LANL3D (Figure 3.19a)) (NMSE = 0.02, MG = 0.96), les écarts sont plus importants pour les détecteurs LANL2D (Figure 3.19a)), répartis entre deux obstacles des premier et deuxième rangs (MG = 0.84). Au centre de la canopée, *Mercure* a tendance à sous-estimer la vitesse horizontale pour les tripodes V, placés aux intersections des rues ou très près des parois des obstacles (Figure 3.2). Plus généralement, le modèle est plus performant pour les vitesses au-dessus du niveau des toits ou sous le niveau des toits, mais

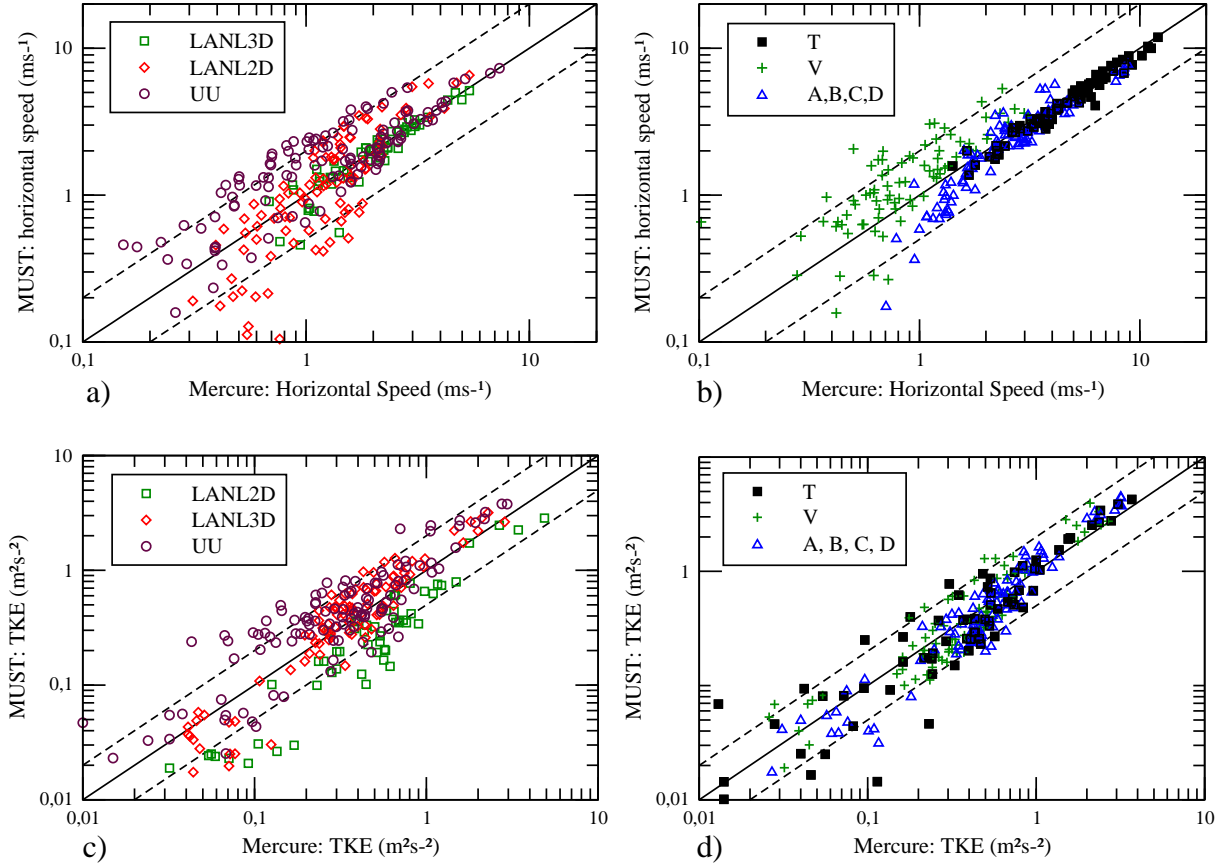


FIG. 3.19: Comparaison des résultats des 20 cas simulés et des mesures pour a) les vitesses horizontales (m/s) pour les anémomètres soniques situés dans les premières rangées de bâtiments (LANL3D devant le premier rang, LANL2D et mât UU entre les premier et deuxième rang), b) les vitesses horizontales (m/s) pour les anémomètres soniques situés au centre de la canopée (mât T, A, B, C,D et tripodes V), c) l'énergie cinétique turbulente (m²/s²) pour les anémomètres soniques situés dans les premières rangées de bâtiments et d) l'énergie cinétique turbulente (m²/s²) pour les anémomètres soniques situés au centre de la canopée (voir Figure 3.2 pour la position des instruments de mesures)

uniquement entre deux bâtiments, loin des parois. Cela peut s'expliquer par le fait que le vent près des parois des obstacles est très inhomogène et que les mesures sont très sensibles au moindre changement local de direction. Un code RANS de CFD comme *Mercure* atteint alors ses limites et les comparaisons avec les mesures proches des parois (donc ici pour les tripodes V et certains des soniques LANL2D) sont moins performantes que celles avec les mesures loin des obstacles ou au-dessus de la canopée (mâts T, A, B, C, D et UU).

Pour l'énergie cinétique turbulente (TKE) (Figures 3.19c et d) le modèle donne des résultats satisfaisants (avec un FAC2 de 82.3 % et une NMSE de 0.28 pour tous les capteurs). Le modèle surestime les valeurs les plus faibles de TKE, surtout pour les détecteurs situés dans les premiers rangs (Figure 3.19c). En analysant en détails les résultats pour chaque cas, il apparaît que *Mercure* n'arrive pas à reproduire les valeurs très faibles de TKE, qu'il surestime malgré un profil amont de TKE en accord avec les mesures (par exemple pour les profils verticaux de TKE pour les cas 2671934 et 2672101), alors qu'il parvient à donner de bons résultats pour les valeurs plus élevées de TKE. Cette faiblesse du modèle peut être inhérente au modèle $k-\epsilon$ de fermeture turbulente : le modèle $k-\epsilon$ est connu pour prévoir des valeurs trop élevées d'énergie et de viscosité turbulentes sur les murs des bâtiments et les autres surfaces où apparaît un point de stagnation (par exemple au niveau des coins), comme le soulignent Lien et Yee (2004). Dans notre modèle, ce défaut semble être accru pour les cas où le niveau de turbulence est très faible. Une solution pour y pallier pourrait être l'utilisation d'un autre modèle de turbulence comme une fermeture $k-\Omega$ (Lien et Yee, 2004) ou une fermeture RNG $k-\epsilon$ (Kim et Baik, 2004).

3.5.2 Concentrations moyennes

La Figure 3.20 compare pour les 20 cas les concentrations moyennes mesurées et modélisées pour les détecteurs situés sur les lignes horizontales 1 à 4 (Figure 3.20a) et les détecteurs situés sur le mât T de 32m et les mâts A, B, C, D (Figure 3.20b). *Mercure* donne des résultats satisfaisants pour les profils horizontaux de concentrations moyennes, en particulier pour les lignes 2 et 3. Il est à noter que les concentrations moyennes qui sont sous-estimées par le modèle correspondent aux cas où l'énergie cinétique turbulente est surestimée (par exemple les cas 2671934 et 2672101), comme il en a été discuté dans la section précédente. Les analyses de chaque cas montrent également que *Mercure* surestime les concentrations moyennes sur la première ligne. Cette faiblesse est en fait inhérente aux

modèles eulériens, qui ont tendance à surestimer les concentrations proches de la source (la première ligne étant, dans certains cas, très proche de la source). Cette caractéristique des modèles eulériens évoquée par Arya (1999) a également été mise en évidence par Demaël et Carissimo (2006), par des simulations de dispersion de polluants en terrain plat (avec l'expérience Prairie Grass).

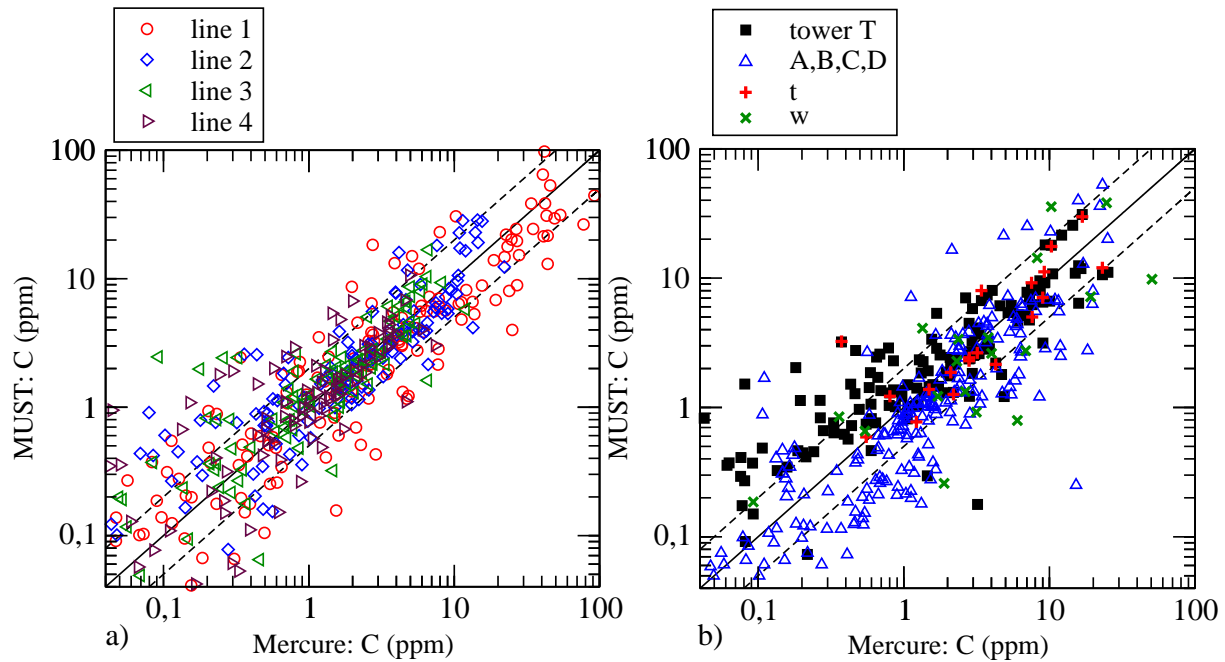


FIG. 3.20: Comparaisons entre les résultats du modèle et les mesures pour les concentrations moyennes a) pour les détecteurs situés sur les lignes horizontales (1, 2, 3 et 4) et b) pour les détecteurs situés sur les mâts (mâts T, A, B, C, D et détecteurs t et w).

Pour les profils verticaux, *Mercure* a tendance à sous-estimer les concentrations moyennes pour les détecteurs situés sur le mât T et à les surestimer pour les mâts A, B, C, D. A titre de comparaison, les simulations LES du cas 2682353 par Camelli et al. (2005) permettent d'obtenir des résultats très satisfaisants pour les profils verticaux ; néanmoins, leur modèle surestime légèrement les résultats pour la tour T et sous-estime le profil vertical pour la tour B (mais pas pour les tours A et D). En fait, les profils verticaux sur les tours A, B, C, D simulés par notre modèle sont dans certains cas sous-estimés et dans d'autres surestimés, ces résultats dépendant en particulier de la direction du vent : en effet, dans certains cas, le panache ne passe pas par un ou plusieurs mâts A, B, C, ou D, ce qui a pour conséquence des concentrations très faibles et donc très difficiles à reproduire.

	FB	MG	NMSE	VG	FAC2
Line 1	-0.236	0.897	1.582	1.890	0.613
Line 2	0.145	1.173	0.813	1.687	0.728
Line 3	0.156	1.229	0.564	1.761	0.812
Line 4	0.170	1.167	0.672	2.088	0.700
Horizontal	-0.081	1.085	1.954	1.840	0.704
Tower T	0.061	1.389	0.750	2.153	0.679
Masts A,B,C,D	-0.088	0.717	2.469	2.194	0.603
Vertical	-0.033	0.910	1.827	2.179	0.631
All	-0.063	1.003	1.951	1.985	0.671

TAB. 3.2: Grandeurs statistiques calculées pour les concentrations moyennes pour l'ensemble des 20 cas, All étant pour l'ensemble des détecteurs.

Afin de quantifier la qualité de nos simulations, nous avons calculé, dans le Tableau 3.2, les grandeurs statistiques présentées dans la Section 2.3.3. Nous avons alors souligné que MG et VG étaient très sensibles aux valeurs très faibles de concentration et nécessitaient une valeur seuil : nous avons choisi un seuil de 0.04 ppm, qui correspond à la précision des instruments (Biltoft, 2001). En accord avec les analyses de la Figure 3.20, *Mercur* donne des résultats satisfaisants, avec de meilleures performances pour les profils horizontaux sur les lignes 2, 3 et 4, avec des FAC2 de respectivement 72.8%, 81.2% et 70% et une surestimation des concentrations moyennes sur la ligne 1 ($FB < 0$ et $MG < 1$). *Mercur* donne de meilleurs résultats pour les profils horizontaux ($FAC2 = 70.4\%$) que pour les profils verticaux ($FAC2 = 63.1\%$). Cela peut être expliqué, comme déjà mentionné précédemment, par une grande dépendance des profils verticaux à la direction du panache (en particulier pour les mâts A, B, C et D) mais aussi par une surestimation de la turbulence sur les parois des obstacles. Une VG de 1.99 pour tous les détecteurs témoigne de la sensibilité du modèle aux faibles valeurs de concentrations : en effet, VG devient 1.80 si le seuil est pris à 0.1 ppm au lieu de 0.04ppm. Pour conclure, un FAC2 de 67.1% pour les concentrations moyennes pour l'ensemble des détecteurs peut être considéré comme satisfaisant.

Hanna et al. (2004) ont réalisé des simulations de l'expérience MUST avec leur modèle de CFD FLACS et ont obtenu un FAC2 de 64.1% pour les maxima des concentrations moyennes sur les profils horizontaux (lignes 1 à 4). Il faut souligner que Hanna et al. (2004) ont simulé 37 cas, alors que nous n'en avons simulé que 20. Brook et al. (2002) ont évalué leur modèle UDM (Urban Dispersion Model) avec les quatre lignes horizontales de l'expérience MUST, en sélectionnant 18 cas. Parmi les 72 profils horizontaux ainsi simulés, ils ont sélectionnés 29 profils pour lesquels le panache était suffisamment capturé par les détecteurs. Ils obtiennent ainsi un FAC2 de 75% pour les maxima des concentrations moyennées sur 1min et un FAC2 de 50% pour les maxima des concentrations moyennées sur 15min. Afin de comparer avec nos résultats, nous avons également calculés les grandeurs statistiques pour les maxima des concentrations et obtenons un FAC2 de 92.5%. Ces comparaisons peuvent nous permettre de conclure que *Mercure* donne des résultats très satisfaisants pour les maxima des concentrations moyennes.

3.5.3 Variances des concentrations

La Figure 3.21 compare les profils horizontaux observés et simulés par *Mercure*, pour le cas 2640246. Près de la source (Ligne 1 Figure 3.21a), le modèle surestime les observations dans la partie centrale du panache. Cette caractéristique observée également pour les concentrations moyennes, peut aussi être incombée aux modèles eulériens (Arya, 1999). En effet, comme l'équation de la variance des concentrations (2.43) est dérivée de celles des concentrations instantanées et a une forme similaire à celle des concentrations moyennes, cette surestimation des écarts types près de la source était attendue. La Figure 3.22b montre également que le modèle surestime les écarts types sur le mât central T.

Sur la Figure 3.22, sont comparés pour l'ensemble des 20 cas simulés et l'ensemble des détecteurs les écarts types des concentrations mesurées et modélisées. Le modèle a tendance à surestimer légèrement les valeurs élevées des fluctuations pour les profils horizontaux sur la ligne 1 de détecteurs (Figure 3.22a cercles). En outre, lorsque la source est située très proche de la ligne 1, le pic des fluctuations peut être très resserré ; dans ce cas, le moindre écart dans la prédiction de la direction du vent peut avoir pour conséquence une très importante sur- ou sous estimation du modèle, ce qui explique les points de la ligne 1 nettement sous-estimés par le modèle. Sur l'ensemble des 20 cas simulés, malgré un écart pour les valeurs faibles, le modèle donne des résultats satisfaisants pour les profils

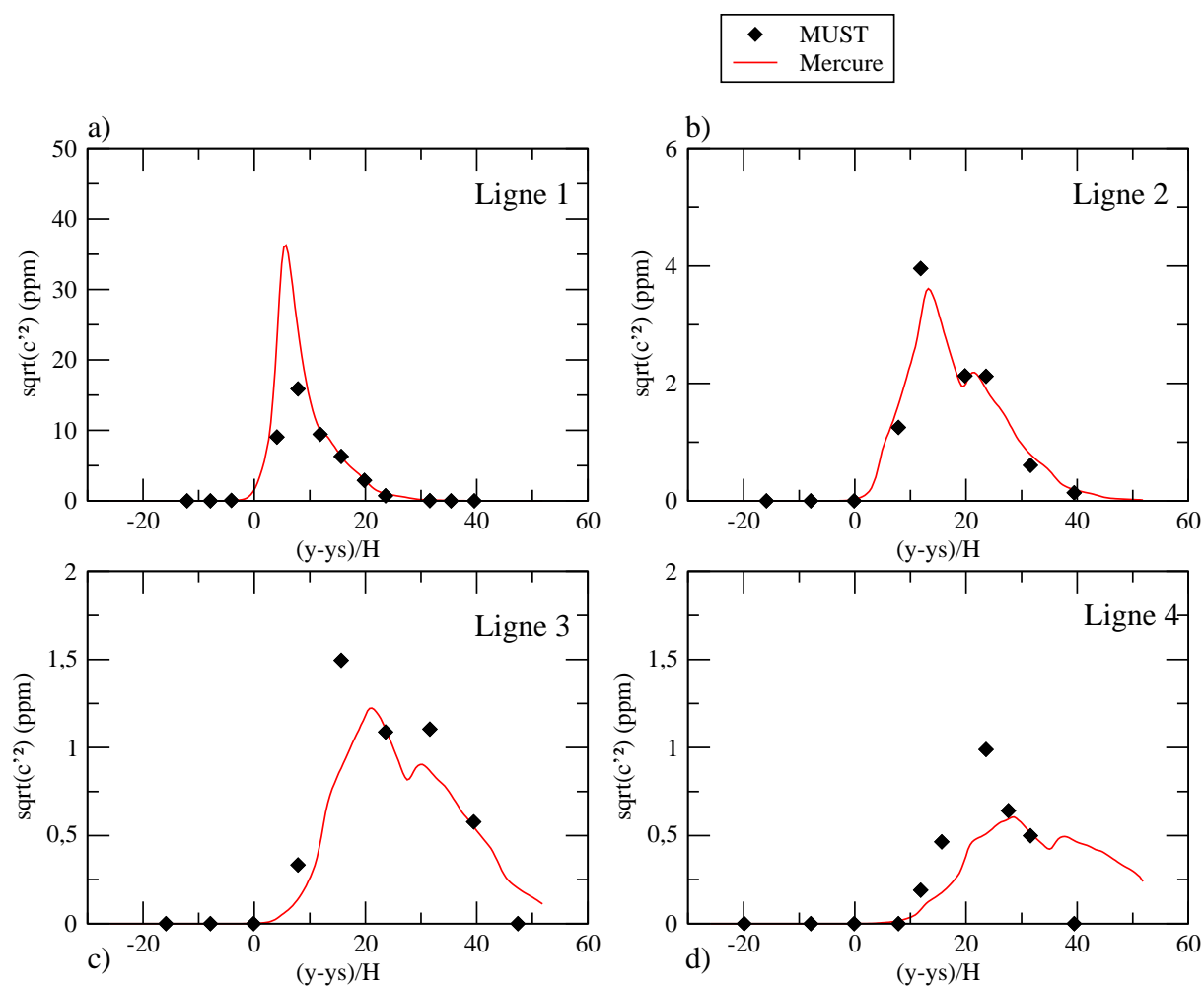


FIG. 3.21: Comparaisons des profils horizontaux d'écarts types des concentrations pour le cas 2640246, pour les détecteurs situés sur a) la ligne 1) b) la ligne 2 c) la ligne 3 et d) la ligne 4 (voir la Figure 3.2) losanges = observations, lignes = résultats du calcul ; y_s est l'ordonnée de la source.

horizontaux.

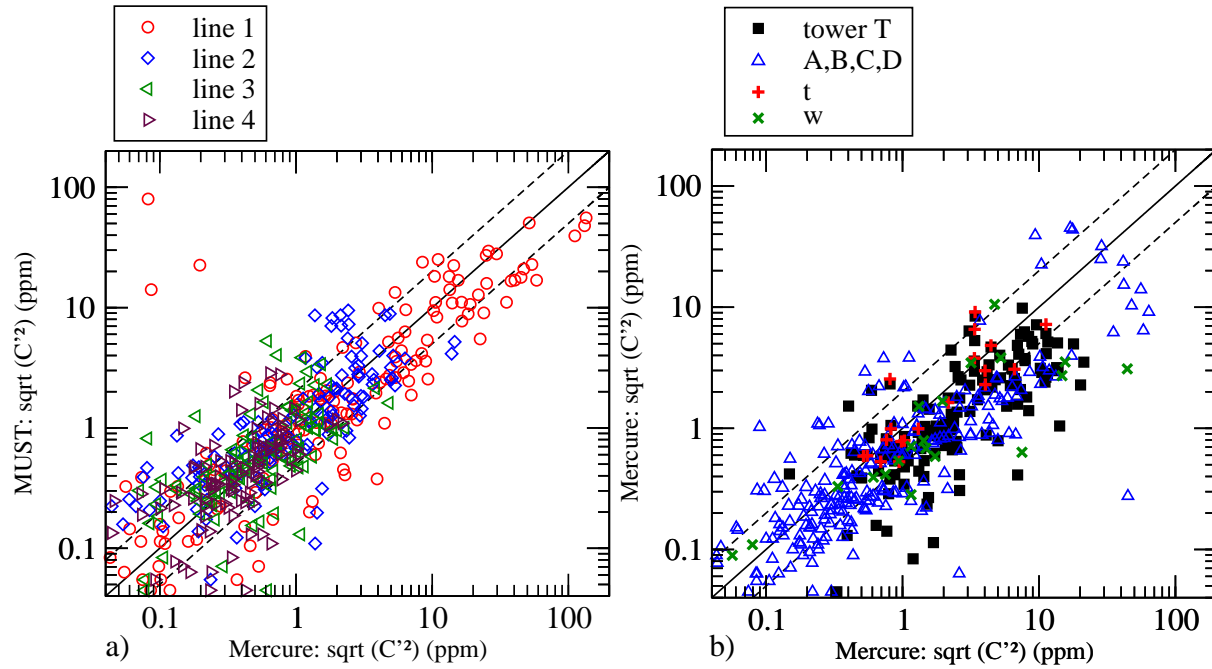


FIG. 3.22: Comparaisons des résultats du modèle et des observations pour les écarts types des concentrations (ppm), pour l'ensemble des 20 cas simulés, pour les détecteurs situés a) sur les lignes horizontales (1, 2, 3, 4) et b) sur les mâts verticaux (mâts T, A, B, C, D et détecteurs t et w) (voir Figure 3.2).

Les comparaisons mesures/modèle pour les profils verticaux (Figure 3.22b) montre une tendance du modèle à surestimer les résultats pour la tour T (Figure 3.22b, carrés). Néanmoins, le modèle est en accord avec les mesures sur les mâts A, B, C et D et les détecteurs t et w.

Afin d'évaluer les performances du modèle sur l'ensemble des 20 cas simulés pour les variances des concentrations, nous avons calculés les mesures statistiques (Tableau 3.3). Comme observé pour le cas 2640246, le modèle surestime les résultats pour les profils verticaux ($MG < 1$), en particulier pour le mât T, pour lequel MG est très faible, plus petit que la valeur 'acceptable' préconisée par Chang et Hanna (2004) ($0.7 < MG < 1.3$). Malgré cette faible valeur de MG et une valeur relativement élevée de VG, le FAC2 reste supérieur à 50% pour les profils verticaux. Le modèle donne de meilleurs résultats pour les profils horizontaux avec un FAC2 de 66.6%, le modèle étant plus performant pour les lignes 2, 3 et 4 (ce qui était déjà le cas pour les concentrations moyennes).

Si, pour le mât T, le modèle tend à surestimer les écarts types des concentrations, il sous-estime les concentrations moyennes. Cela est cohérent avec le fait que, pour certains cas, le modèle surestime le profil vertical d'énergie cinétique turbulente (TKE). Comme nous le montrerons plus en détails dans la Section 3.6.2, une surestimation de la TKE a des effets opposés sur les profils de fluctuations et de concentrations moyennes.

	MG	VG	FAC2
Line 1	0.94	3.31	0.635
Line 2	1.15	1.83	0.672
Line 3	1.08	1.86	0.692
Line 4	1.09	1.85	0.670
Horizontal	1.05	2.22	0.664
Tower T	0.51	2.70	0.503
Masts A,B,C,D	0.66	2.56	0.538
Vertical	0.61	2.61	0.526
All	0.82	2.40	0.601

TAB. 3.3: Grandeurs statistiques pour les écarts types des concentrations pour les 20 cas simulés. ‘Horizontal’ et ‘Vertical’ signifient que les grandeurs ont été calculées pour tous les détecteurs situés respectivement sur les lignes horizontales et les mâts verticaux.

Andronopoulos et al.(2002), utilisent également dans leur modèle de fluctuations une équation de transport pour les variances, mais avec une formulation (2.31) de la dissipation. L'évaluation de leur modèle en géométrie complexe donne de très bons résultats avec un FAC2 de 92%. Ils utilisent pour leur évaluation une expérience en soufflerie, avec une direction constante de vent incident. Cela peut souligner la difficulté pour les modèles de CFD de modéliser la dispersion avec des conditions météorologiques réelles et des variations des vitesses, direction et turbulence de l'écoulement incident. Néanmoins, avec une MG de 0.82 et un FAC2 de 60.1%, nous pouvons conclure que, malgré la simplicité du modèle de fluctuations utilisé, *Mercure* donne des résultats satisfaisants en géométrie complexe et en atmosphère réelle.

3.6 Etudes de sensibilité

3.6.1 Profils amont de turbulence

Afin de modéliser la turbulence et la dissipation en amont, une solution est de considérer un profil en équilibre et d'utiliser les relations données par la théorie de Monin-Obukhov (ou plus précisément ici adaptées à la théorie de similitude locale), (e.g. Duynkerke (1988)) :

$$k = \frac{u_L(z)^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (3.4)$$

$$\epsilon = \frac{u_L(z)^3}{\kappa} \left(\frac{1}{z} + \frac{4}{L} \right) \quad (3.5)$$

Néanmoins, pour certains des cas MUST, utiliser un profil en équilibre peut induire une forte sous-estimation de la turbulence en amont par rapport aux mesures, sous-estimation qui se maintient à l'intérieur de la canopée. Un exemple en est illustré par la Figure 3.23 qui compare l'énergie cinétique turbulente à l'intérieur de la canopée (après le premier rang, Figure 3.23a, et au milieu de la canopée, Figure 3.23b), pour deux simulations du cas 2681849 avec le même profil de vitesse amont mais deux profils différents pour l'énergie cinétique turbulente :

- pour le premier cas, les profils de turbulence et de dissipation sont calculés avec (3.4) et (3.5) (ligne 'Mercure TKE amont des relations d'équilibre' sur la Figure 3.24)
- pour le second cas, le profil de turbulence est estimé à partir des mesures et le profil de dissipation est exprimé par (3.4), en calculant $u_L(z)$ en inversant (3.4) (ligne 'Mercure TKE amont ajusté aux mesures').

Une telle comparaison montre que modéliser la turbulence en amont avec un profil issu des mesures permet d'obtenir des profils d'énergie cinétique turbulente à l'intérieur de la canopée en meilleur accord avec les mesures.

La Figure 3.24 montre les différences entre ces deux approches pour les profils horizontaux de concentration moyenne : dans le cas d'un profil en équilibre, comme la turbulence est sous-estimée, les concentrations moyennes sont plus élevées que pour un profil issu des mesures. En effet, plus la turbulence est faible, moins le polluant est diffusé et plus les concentrations sont élevées. La Figure 3.24, ne permet néanmoins pas de conclure que les

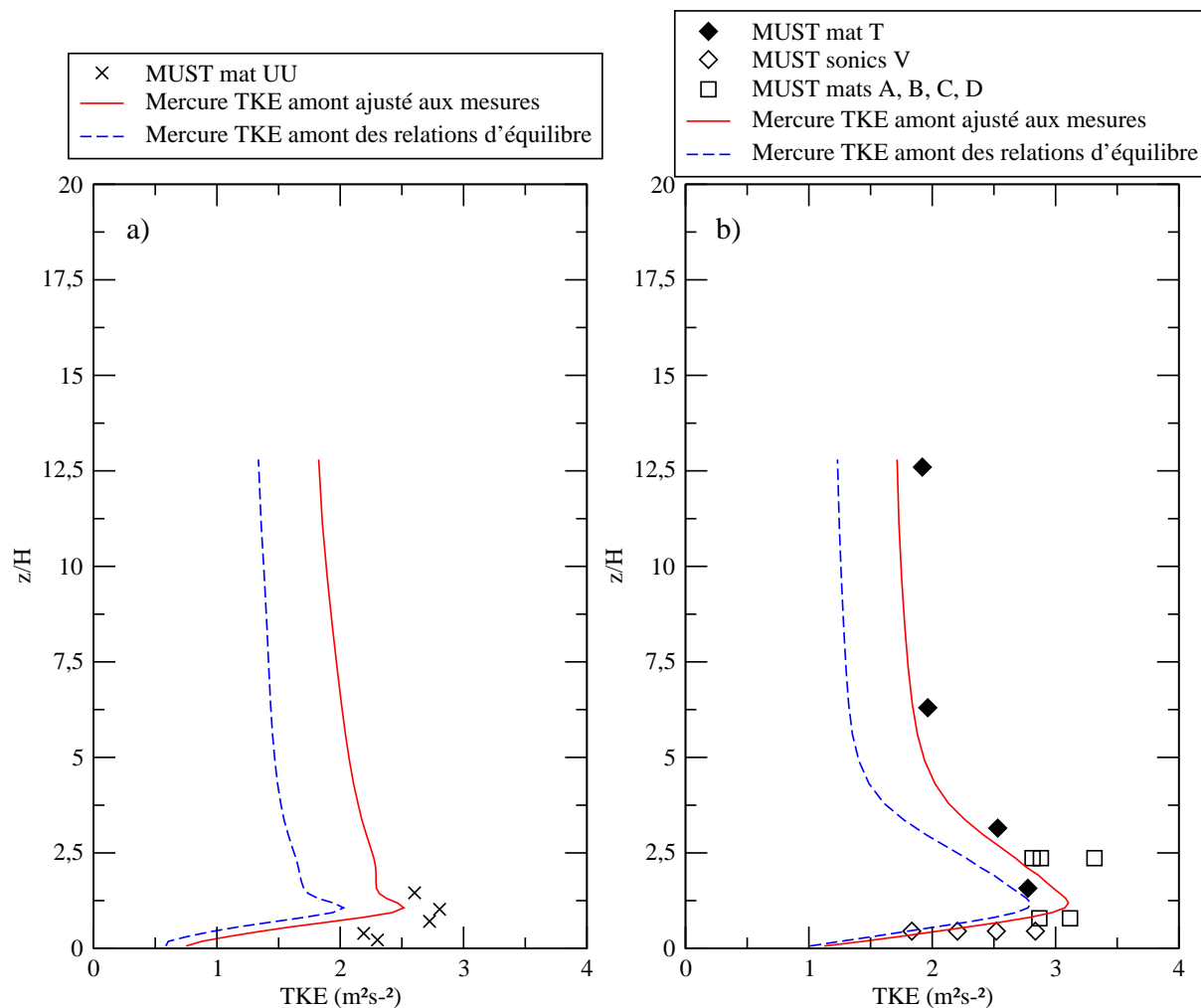


FIG. 3.23: Résultats de l'étude de sensibilité pour l'énergie cinétique turbulente pour le cas 2681849 ; comparaisons des profils verticaux modélisés et mesurés pour les anémomètres situés : a) sur le mât UU entre les deux premières rangées de bâtiments, b) à l'intérieur de la canopée (mât T, A, B, C, et D et tripodes V) (voir Figure 3.2) ; ligne pleine = résultats du modèle en ajustant le profil amont de turbulence sur les mesures, pointillés = résultats du modèle avec un profil amont théorique.

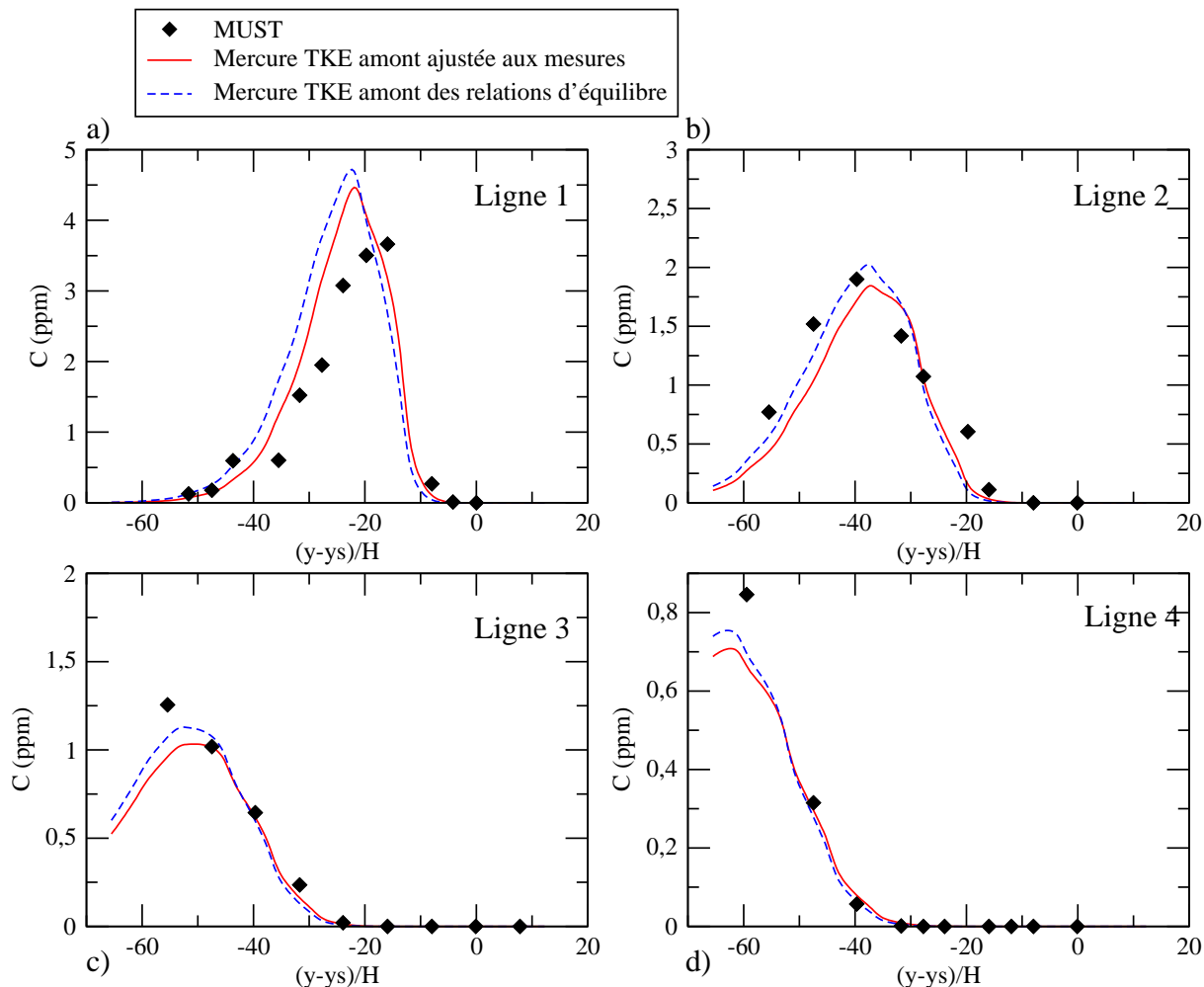


FIG. 3.24: Résultats de l'étude de sensibilité pour l'énergie cinétique turbulente pour le cas 2681849 : comparaisons des résultats du modèle et des mesures pour a) les anémomètres situés sur le mât UU entre les deux premières rangées de bâtiments et b) les anémomètres au centre de la canopée (mâts T, A, B, C, D et tripodes V). Lignes pleines = résultats du modèle en ajustant le profil amont de turbulence sur les mesures ; pointillés = résultats du modèle avec un profil amont théorique ; y_s est l'ordonnée de la source.

profil amont d'énergie cinétique turbulente issu des mesures			
	NMSE	VG	FAC2
Horizontal	0.133	1.255	0.870
Vertical	0.422	1.804	0.583
All	0.232	1.510	0.723
profil amont d'énergie cinétique en équilibre			
	NMSE	VG	FAC2
Horizontal	0.259	1.504	0.870
Vertical	0.527	2.416	0.542
All	0.353	1.916	0.702

TAB. 3.4: Mesures statistiques calculées pour les concentrations moyennes, obtenues avec deux profils amont d'énergie cinétique turbulente, pour le cas 2681849, pour tous les détecteurs situés sur les lignes horizontales 1 à 4 (voir Figure 3.2) ('Horizontal'), pour tous les détecteurs situés sur les mâts verticaux ('Vertical') et pour tous les détecteurs ('All'); NMSE, VG et FAC2 sont définis dans le Tableau 2.3

résultats en sont globalement améliorés. Afin de comparer plus précisément le modèle et les mesures, nous calculons dans le Tableau 3.4 les grandeurs statistiques définies dans la Section 2.5.2 sur l'ensemble des mesures. Ces grandeurs statistiques montrent que le modèle est sensible au profil de turbulence amont (en particulier si l'on regarde les coefficients NMSE et VG) et que le déduire des mesures donne de meilleurs résultats. Cette conclusion, illustrée ici par un cas, s'applique à la majorité des cas simulés. Ces comparaisons montrent également que si le profil amont de turbulence n'est pas disponible dans les données, un profil en équilibre exprimé à l'aide de la relation (3.4) peut donner des résultats peu satisfaisants pour le profil de turbulence à l'intérieur de la canopée, mais donne des résultats qui restent satisfaisants pour les concentrations moyennes.

Pour conclure, comme les mesures de turbulence amont sont disponibles dans la base de données de MUST, nous déduisons, pour toutes nos simulations, le profil de turbulence amont des mesures et le profil dissipation à partir de (3.4) (en calculant $u_L(z)$ en inversant (3.4)). Pour finir, il est à noter, que si l'anémomètre appelé 'ASU' situé en amont près du mât S (voir Figure 3.2) est un sonique 3D, les soniques situés sur le mât S sont des

soniques 2D. Afin d'obtenir les mesures 3D de turbulence dont nous avons besoin, nous extrapolons les mesures 2D, à l'aide des ordres de grandeur issus de la théorie de similitude (Stull, 1988) :

$$\frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2}}{u_*^2} = 8.5, \quad (3.6a)$$

$$\frac{\overline{w'^2}}{u_*^2} = 2.5, \quad (3.6b)$$

d'après lesquelles nous avons estimé l'énergie cinétique turbulente (TKE) 3D à partir des mesures 2D : $\text{TKE (3D)} \approx 1.3 \text{ TKE(2D)}$.

3.6.2 Turbulence et stratification

Les rejets de gaz durant l'expérience MUST ont été effectué le soir ou à l'aube, c'est-à-dire dans des conditions de stratification neutre ou stable de l'atmosphère (Section 3.2). En outre, les obstacles de MUST induisent leur propre stratification, comme le montrent Pardyjak et al. (2002) qui ont calculé le nombre de Richardson en amont et à l'intérieur de la canopée pour différents cas : pendant la journée, le rayonnement solaire piégé entre les bâtiments augmente la température dans les couches les plus basses de la canopée. À la tombée du jour, le transfert de chaleur stockée dans les containers induit un air plus chaud à l'intérieur de la canopée qu'à l'extérieur. Alors que la température près du sol refroidit pendant la nuit à l'extérieur de la canopée, une température plus élevée perdure à l'intérieur, résultant en une couche neutre se maintenant dans la canopée plus longtemps qu'à l'extérieur. Plus tard dans la nuit, le refroidissement des parois continue et la stabilité augmente dans la canopée ; dans certains cas, la stratification devient alors très stable à la fin de la nuit.

Ainsi, les effets de stratification dans la canopée sont importants et ne devraient pas être négligés dans les simulations (ce qui est souvent le cas). Comme nous l'avons montré, le modèle de turbulence que nous utilisons tient compte de la stratification de l'atmosphère par le terme taux de production ou destruction due à la flottabilité \tilde{G} (Equation 2.47b). Il est néanmoins intéressant d'évaluer l'impact de la prise en compte le gradient de température dans nos simulations.

La Figure 3.25 compare les profils verticaux d'énergie cinétique turbulente (TKE) pour

deux simulations du cas 2640246 : une première simulation fait l'hypothèse d'une stratification neutre (c'est-à-dire dans des conditions isothermes) et une deuxième simulation tient compte du gradient de température. Pour ce deuxième cas, l'atmosphère ambiante est stable (le rejet a lieu à 2h45 du matin) avec une longueur d'Obukhov au-dessus de la canopée $L=62\text{m}$. En amont des rangées d'obstacles, le gradient de température près du sol est pris en accord avec les mesures faites avec les thermomètres à quartz entre $z = 0$ et $z = 2\text{m}$ et complété au-dessus avec les mesures les soniques 3D (voir Section 3.2). Les températures de parois ont été mesurées pour quatre containers au centre de la canopée. Ces températures ont été utilisées comme conditions limites de la température sur les parois des obstacles.

La stabilité ($\partial\Theta/\partial z > 0$) résulte en un terme de destruction dans l'équation de la TKE ($\tilde{G} < 0$ dans l'équation (2.45)) et ainsi une diminution de la TKE (Figure 3.25). Cette destruction de la TKE par la stabilité a des effets opposés sur les concentrations moyennes et les écarts types des concentrations. En effet, une diminution de la TKE implique moins de mélange et ainsi des pics de concentrations moyennes plus élevées (Figure 3.26). En outre, elle implique une augmentation du terme puits dans l'équation de transport de la variance (Equation (2.43)) et donc une diminution de l'écart type (Figure 3.27).

Afin d'évaluer l'impact de la prise en compte de la stabilité dans nos simulations, nous comparons dans les Tableaux 3.5 et 3.6 les résultats pour 10 cas (ceux pour lesquels la stabilité est la plus forte) simulés d'une part en tenant compte de la stabilité et d'autre part en faisant l'hypothèse d'une atmosphère neutre, pour respectivement les concentrations moyennes et l'écart type des concentrations. Comme prévu, la prise en compte de la stabilité a des effets opposés sur les concentrations moyennes et sur les fluctuations : elle implique une diminution des MG pour les premières (Tableau 3.5) et une augmentation des MG pour les secondes (3.6). Pour les concentrations moyennes, cela a pour effet de réduire la sous-estimation du modèle à la fois pour les profils verticaux et horizontaux. Pour les fluctuations, les conséquences sont une faible surestimation pour les profils verticaux mais la surestimation pour les profils verticaux est réduite. Il faut aussi noter que les effets sur les fluctuations sont plus importants que sur les concentrations moyennes. On peut remarquer également que la prise en compte de la stabilité diminue légèrement le FAC2 pour les profils verticaux de concentrations moyennes. Néanmoins, la conséquence pour l'ensemble des détecteurs est une amélioration du FAC2 pour à la fois les concentrations

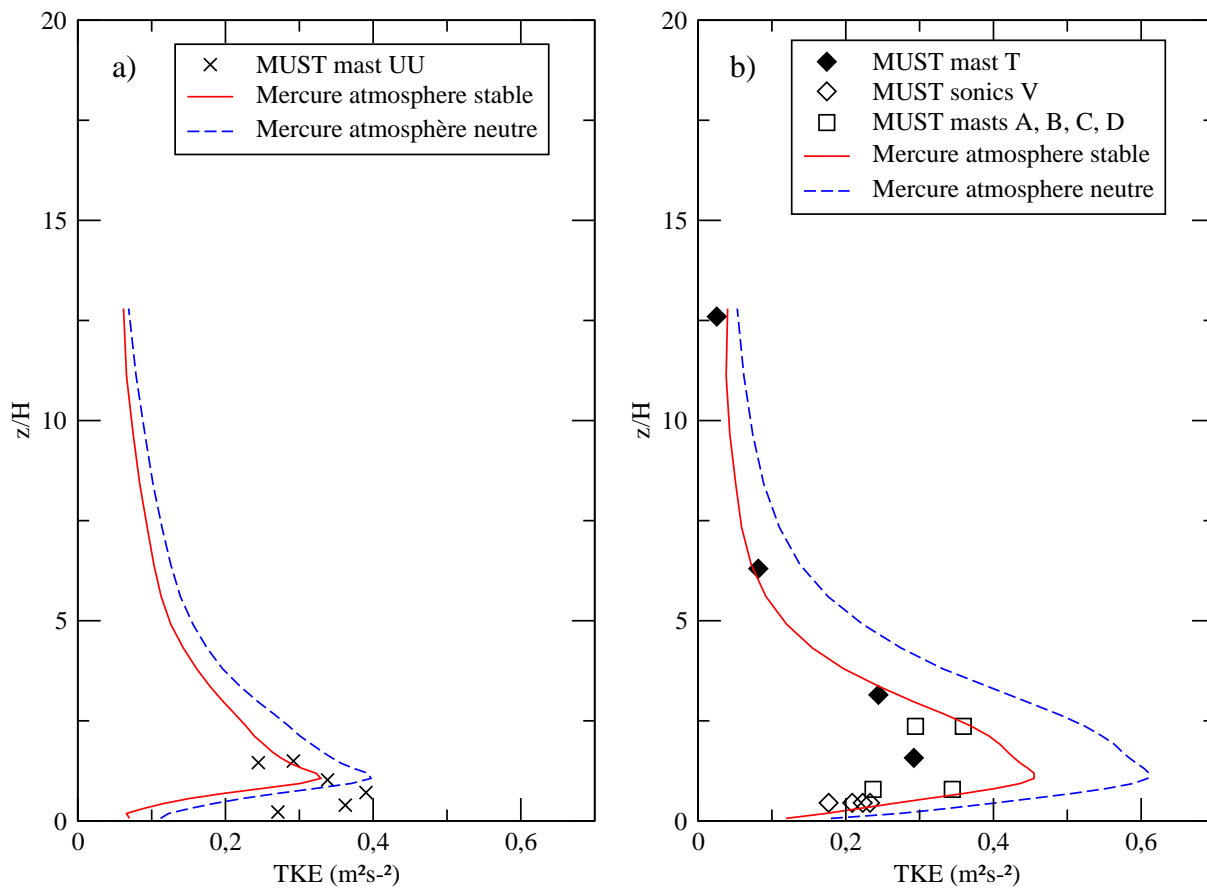


FIG. 3.25: Résultats de l'étude de sensibilité pour l'énergie cinétique turbulente pour le cas 2640246 ; comparaisons des profils verticaux modélisés et mesurés pour les anémomètres situés : a) sur le mât UU entre les deux premières rangées de bâtiments, b) à l'intérieur de la canopée (mât T, A, B, C, et D et tripodes V) (voir Figure 3.2) ; ligne pleine = prise en compte de la stratification dans les simulations, pointillés = simulations en atmosphère neutre.

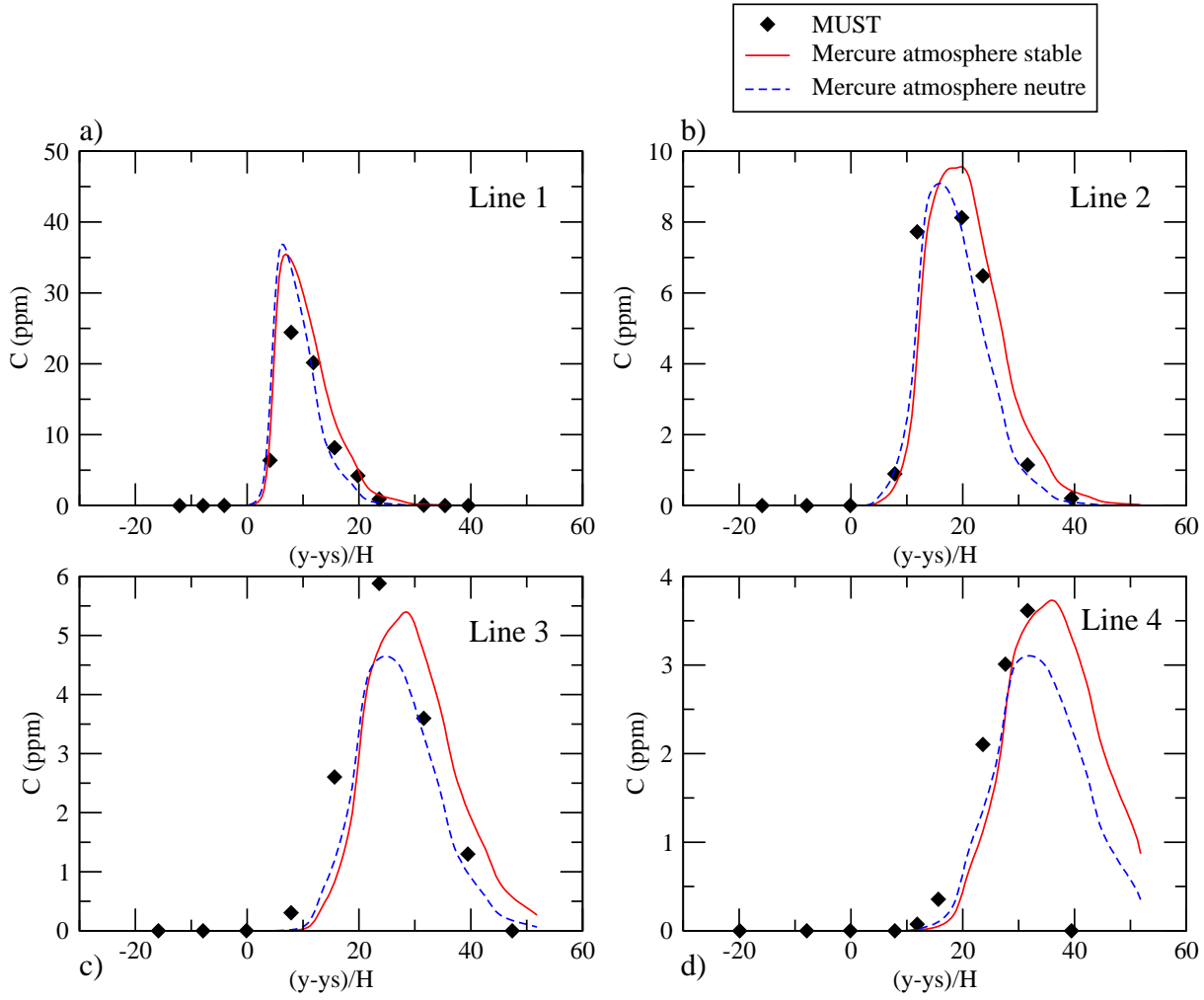


FIG. 3.26: Résultats de l'étude de sensibilité pour les concentrations moyennes pour le cas 2640246 ; comparaisons des profils horizontaux modélisés et mesurés pour les détecteurs situés sur a) la ligne 1 b) la ligne 2 c) la ligne 3 et d) la ligne 4 ; ligne pleine = prise en compte de la stratification dans les simulations, pointillés = simulations en atmosphère neutre ; y_s est l'ordonnée de la source.

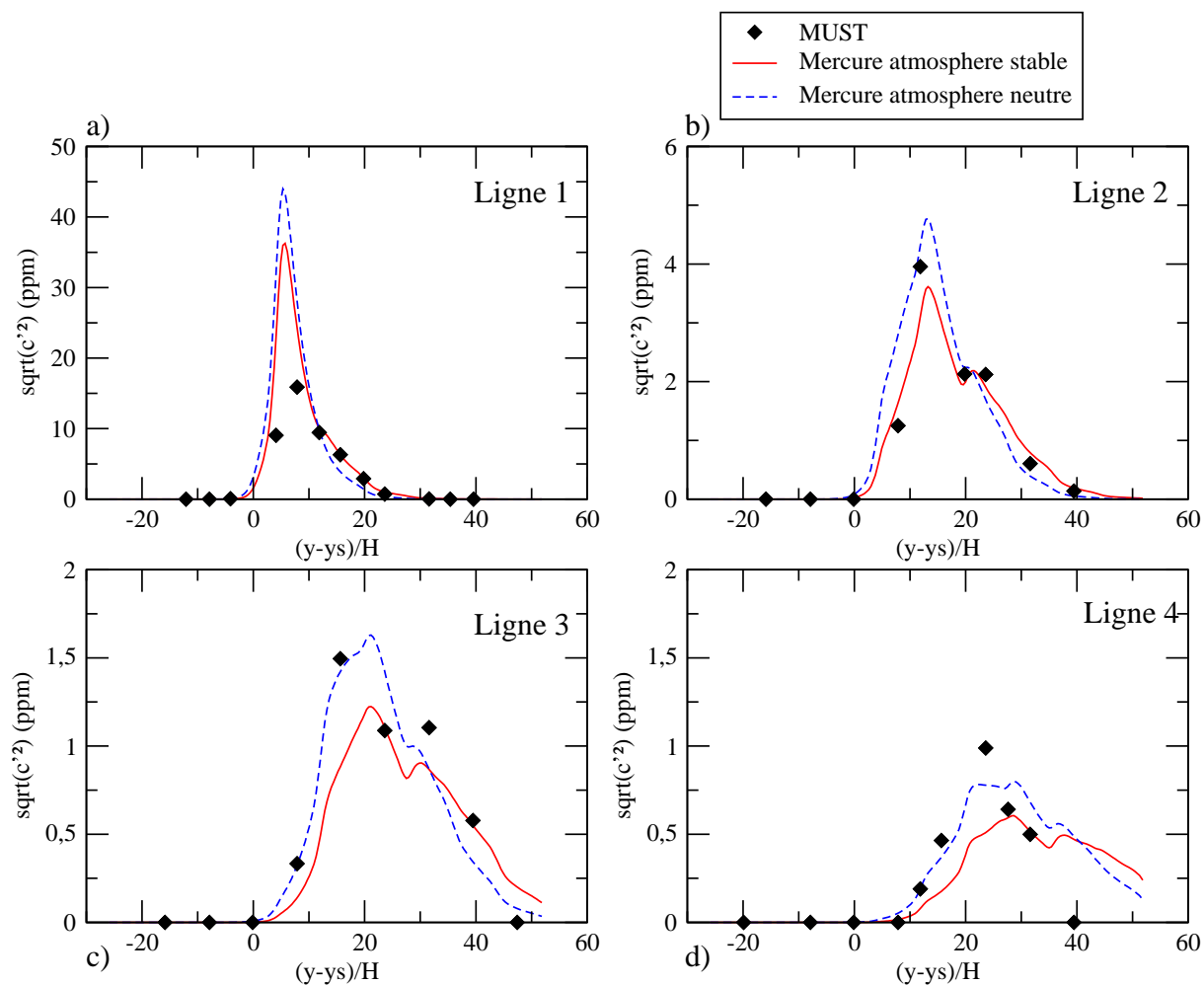


FIG. 3.27: Résultats de l'étude de sensibilité pour les écarts types des concentrations pour le cas 2640246 ; comparaisons des profils horizontaux modélisés et mesurés pour les détecteurs situés sur a) la ligne 1 b) la ligne 2 c) la ligne 3 et d) la ligne 4 ; ligne pleine = prise en compte de la stratification dans les simulations, pointillés = simulations en atmosphère neutre ; y_s est l'ordonnée de la source.

moyennes et les fluctuations (avec une amélioration non négligeable pour ces dernières).

simulations in stable atmosphere			
	MG	VG	FAC2
Horizontal	1.094	2.124	0.634
Vertical	1.002	2.217	0.642
All	1.052	2.164	0.638
simulations in neutral atmosphere			
	MG	VG	FAC2
Horizontal	1.456	2.781	0.615
Vertical	1.163	2.561	0.648
All	1.319	2.682	0.629

TAB. 3.5: Grandeurs statistiques définies à la Section 2.3.3 pour les concentrations moyennes, pour 10 cas simulés, d’une part en tenant compte des effets de stratification (simulations in stable atmosphere) et d’autre part en atmosphère neutre (simulations in neutral atmosphere); ‘Horizontal’ et ‘Vertical’ signifient tous les détecteurs situés respectivement sur les lignes horizontales et sur les mâts verticaux; ‘All’ signifie pour tous les détecteurs.

Ces comparaisons nous permettent de conclure que la prise en compte de la stabilité dans nos simulations mène à une amélioration des résultats, tout particulièrement pour les fluctuations. D’autre part, elles mettent en exergue l’importance des bien modéliser la TKE et expliquent que dans certains cas simulés, une mauvaise estimation des profils de turbulence par le modèle mène à une mauvaise prédiction des concentrations et des fluctuations.

3.6.3 Paramétrisation du modèle de turbulence

Le modèle de fermeture turbulente k - ϵ présenté dans la Section 2.4 est communément utilisé dans les modèles de CFD avec les coefficients proposés par Launder et Spalding (1974) (Tableau 2.2). La question est alors de savoir si ces coefficients sont adaptés aux écoulements atmosphériques. En effet d’autres coefficients ont été déterminés pour les applications dans la couche limite atmosphérique et utilisés dans les modèles de météorologie

simulations in stable atmosphere			
	MG	VG	FAC2
Horizontal	1.05	3.05	0.566
Vertical	0.66	2.74	0.493
All	0.85	2.90	0.533
simulations in neutral atmosphere			
	MG	VG	FAC2
Horizontal	0.99	3.87	0.500
Vertical	0.59	5.12	0.430
All	0.79	4.38	0.469

TAB. 3.6: Grandeurs statistiques définies à la Section 2.3.3 pour les écarts types des concentrations, pour 10 cas simulés, d'une part en tenant compte des effets de stratification (simulations in stable atmosphere) et d'autre part en atmosphère neutre (simulations in neutral atmosphere); 'Horizontal' et 'Vertical' signifient tous les détecteurs situés respectivement sur les lignes horizontales et sur les mâts verticaux; 'All' signifie pour tous les détecteurs.

(Duynkerke, 1988 ; Musson-Genon, 1995).

Dans une couche de surface neutre, les termes prédominants dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente (2.2) sont la production par cisaillement P et le taux de dissipation $\overline{\rho}\epsilon$, ce qui mène au quasi-équilibre suivant :

$$-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \approx \epsilon \quad (3.7)$$

qui en utilisant (2.11) et (1.18a) et avec la définition de la vitesse de friction dans la couche de surface neutre à flux constants $u_*^2 = \overline{u'_i u'_{j_s}}$, mène à :

$$u_*^2 = \sqrt{C_\mu} k \quad (3.8)$$

Duynkerke (1988) utilise les estimations du rapport k/u_*^2 proposés par Panofsky et Dutton (1984) et prend $k = 5.5u_*^2$, ce qui mène à $C_\mu = 0.033$. Afin d'estimer le coefficient $C_{\epsilon 2}$, il utilise le modèle de spectre d'énergie de Reynolds et obtient $C_{\epsilon 2} = 1.83$. De l'expérience expérimentale de Harris et al. (1977) et de Tavoularis et Corrsin (1981) pour un écoulement

turbulent quasi homogène, il trouve :

$$\frac{P}{\bar{\rho}\epsilon} = \frac{C_{\epsilon 2} - 1}{C_{\epsilon 1} - 1} = 1.8, \quad (3.9)$$

ce qui donne $C_{\epsilon 1} = 1.46$. En ne gardant que les termes prédominants dans l'équation de la dissipation (2.12), celle-ci se simplifie en $C_{\epsilon 1}P = C_{\epsilon 2}\bar{\rho}\epsilon$ ce qui, en utilisant (2.11) et (1.18a), mène à :

$$\sigma_\epsilon = \frac{\kappa^2}{\sqrt{C_\mu}(C_{\epsilon 2} - C_{\epsilon 1})} \quad (3.10)$$

avec κ la constante de von Kàrmàn (0.4). Ce qui donne $\sigma_\epsilon = 2.38$ (voir Duynkerke (1988) pour le détail de ces calculs). Finalement, les coefficients de Duynkerke (1988) pour le modèle k - ϵ sont donnés dans le Tableau 3.7.

σ_k	σ_ϵ	C_μ	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$
1	2.38	0.033	1.46	1.83

TAB. 3.7: Constantes pour le modèle k - ϵ de Duynkerke (1988)

Musson-Genon (1995) a estimé le rapport k/u_*^2 en utilisant les analyses de Wyngaard et Cote (1974). Il utilise alors la relation $k = 3.75u_*^2$ et, par un raisonnement analogue, obtient des coefficients un peu différents (Tableau 3.8).

σ_k	σ_ϵ	C_μ	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$
1	1.62	0.071	1.46	1.83

TAB. 3.8: Constantes pour le modèle k - ϵ de Musson-Genon (1995)

La Figure 3.28 compare les profils verticaux d'énergie cinétique turbulente (TKE) pour les trois jeux de coefficients pour le cas 2681849 : les coefficients de Launder et Spalding (1974), de Musson-Genon (1995) et de Duynkerke (1988). La production de TKE par les obstacles est moins importante en utilisant les coefficients de Duynkerke (1988) et de Musson-Genon (1995), qu'en utilisant ceux de Launder et Spalding (1974), en particulier près du sol. Il peut être aussi noté, que les différences s'accroissent au milieu de la canopée par rapport aux premiers rangs. De même, le cisaillement produit par les obstacles est plus important avec les coefficients Launder et Spalding (1974) qu'avec ceux de

Duynkerke (1988) et de Musson-Genon (1995). Ces différences induisent alors des concentrations moyennes plus importantes en utilisant les coefficients de Duynkerke (1988) et de Musson-Genon (1995).

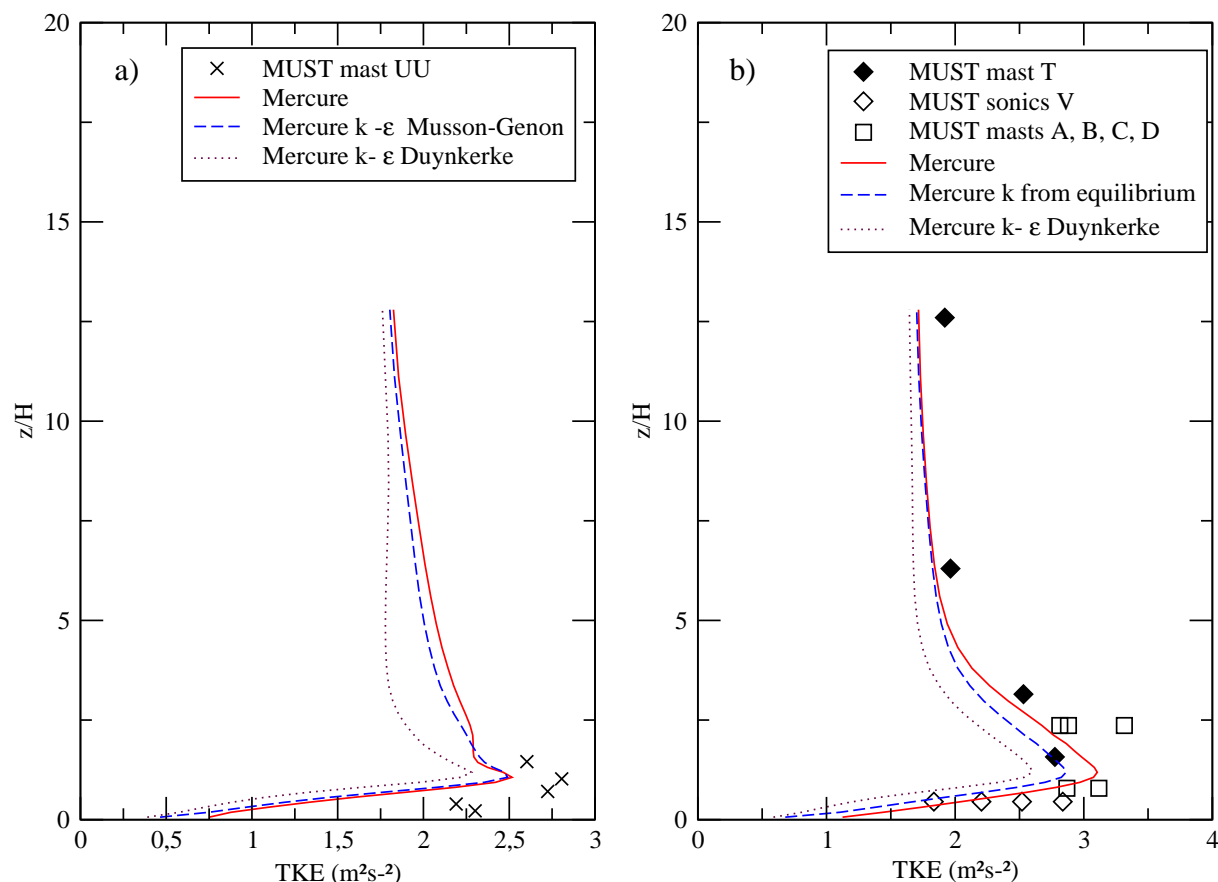


FIG. 3.28: Résultats de sensibilité pour l'énergie cinétique turbulente pour le cas 2681849 : comparaisons des résultats du modèle et des mesures pour a) les anémomètres situés sur le mât UU entre les deux premières rangées de bâtiments et b) les anémomètres au centre de la canopée (mâts T, A, B, C, D et tripodes V). Lignes pleines = résultats du modèle en utilisant pour modèle $k-\epsilon$ les coefficients de Launder et Spalding (1974) ; points = résultats du modèle en utilisant les coefficients de Duynkerke (1988) ; pointillés = résultats du modèle en utilisant les coefficients de Musson-Genon (1995).

Afin de comparer les performances du modèle en fonction des coefficients utilisés, les mesures statistiques calculées pour le cas 2681849 sont présentées dans le Tableau 3.9. Ces mesures statistiques montrent que les coefficients de Launder et Spalding (1974) donnent de meilleurs résultats pour les concentrations moyennes. Si pour les coefficients

de Musson-Genon (1995) et Duynkerke (1988), les NMSE restent faibles, les VG dépassent la valeur ‘acceptable’ préconisée par Chang et Hanna (2004). L’utilisation des coefficients de Duynkerke (1988) résulte même à un FAC2 inférieur à 50% pour les profils verticaux. Ces résultats présentés ici pour le cas 2681849 vont dans le même sens pour d’autres cas simulés avec les trois jeux de coefficients.

Launder and Spalding (1974)			
	NMSE	VG	FAC2
Horizontal	0.133	1.255	0.870
Vertical	0.422	1.804	0.583
All	0.232	1.510	0.723
Musson-Genon (1995)			
	NMSE	VG	FAC2
Horizontal	0.302	1.631	0.826
Vertical	0.573	2.703	0.542
All	0.399	2.111	0.681
Duynkerke (1988)			
	NMSE	VG	FAC2
Horizontal	0.640	2.472	0.636
Vertical	0.966	5.710	0.391
All	0.775	3.792	0.511

TAB. 3.9: Mesures statistiques pour les concentrations moyennes pour différents coefficients du modèle k - ϵ Duynkerke (1988), Musson-Genon (1995) et Launder et Spalding (1974) pour tous les détecteurs situés sur les lignes horizontales 1 à 4 (voir Figure 3.2) (‘Horizontal’), pour tous les détecteurs situés sur les mâts verticaux (‘Vertical’) et pour tous les détecteurs (‘All’); NMSE, VG et FAC2 sont définis dans le Tableau 2.3

Ces résultats montrent que les coefficients de Launder et Spalding (1974) sont mieux adaptés pour les simulations d’écoulement et de dispersion dans une canopée urbaine idéalisée, à petite échelle. Cela peut se justifier par le fait que les coefficients de Musson-Genon (1995) et de Duynkerke (1988) ont été obtenus à partir d’expériences sur terrain plat (discutées respectivement dans Wyngaard et Cote (1974) et Panofsy et Dutton (1984)).

3.6.4 Taux d'émission des fluctuations de concentration

On trouve peu de choses dans la littérature à propos de l'initialisation et du taux d'émission à la source pour l'équation de transport (2.43) des variances. Fackrell et Robins (1982b) ont étudié l'influence de la taille de la source sur les fluctuations, mais pas de la valeur du taux d'émission. Dans leur modèle, ils font l'hypothèse que les fluctuations à la source sont nulles et sont créées par les méandres du panache.

Afin d'évaluer la sensibilité de notre modèle de fluctuations au taux d'émission, nous avons effectué des simulations du cas 2640246 avec quatre taux d'émission à la source : $\sqrt{c^2(source)}/C = 0$; 1% ; 10% et 100% (Figure 3.29). Le Tableau 3.10 donne les mesures statistiques obtenues pour les quatre simulations. Il apparaît que la différence entre $\sqrt{c^2(source)}/C = 0$ et $\sqrt{c^2(source)}/C = 1\%$ est quasi inexistante et très faible entre 1% et 10% (comme le montre également la Figure 3.29). D'autre part une valeur de 100% (qui est une valeur non réaliste) induit une très large surestimation des écarts types. On ne connaît pas le taux d'émission de fluctuations induit par le conduit de rejet de gaz, mais on peut raisonnablement le considérer non nul mais faible. Comme nous avons montré que le modèle est peu sensible aux faibles taux d'émission, nous avons fait l'hypothèse dans nos simulations que $\sqrt{c^2(source)}/C = 1\%$.

All detectors			
	MG	VG	FAC2
$c'_{ini} = 0$	0.966	1.416	0.810
$c'_{ini} = 1\% C_{ini}$	0.965	1.416	0.810
$c'_{ini} = 10\% C_{ini}$	0.925	1.421	0.810
$c'_{ini} = 100\% C_{ini}$	0.406	4.306	0.455

TAB. 3.10: Grandeurs statistiques pour les écarts types des concentrations pour le cas 2640246 pour quatre taux d'émission de la variance à la source : 0%, 1%, 10%, 100% du taux d'émission des concentrations moyennes. MG, VG et FAC2 sont définis à la Section 2.3.3

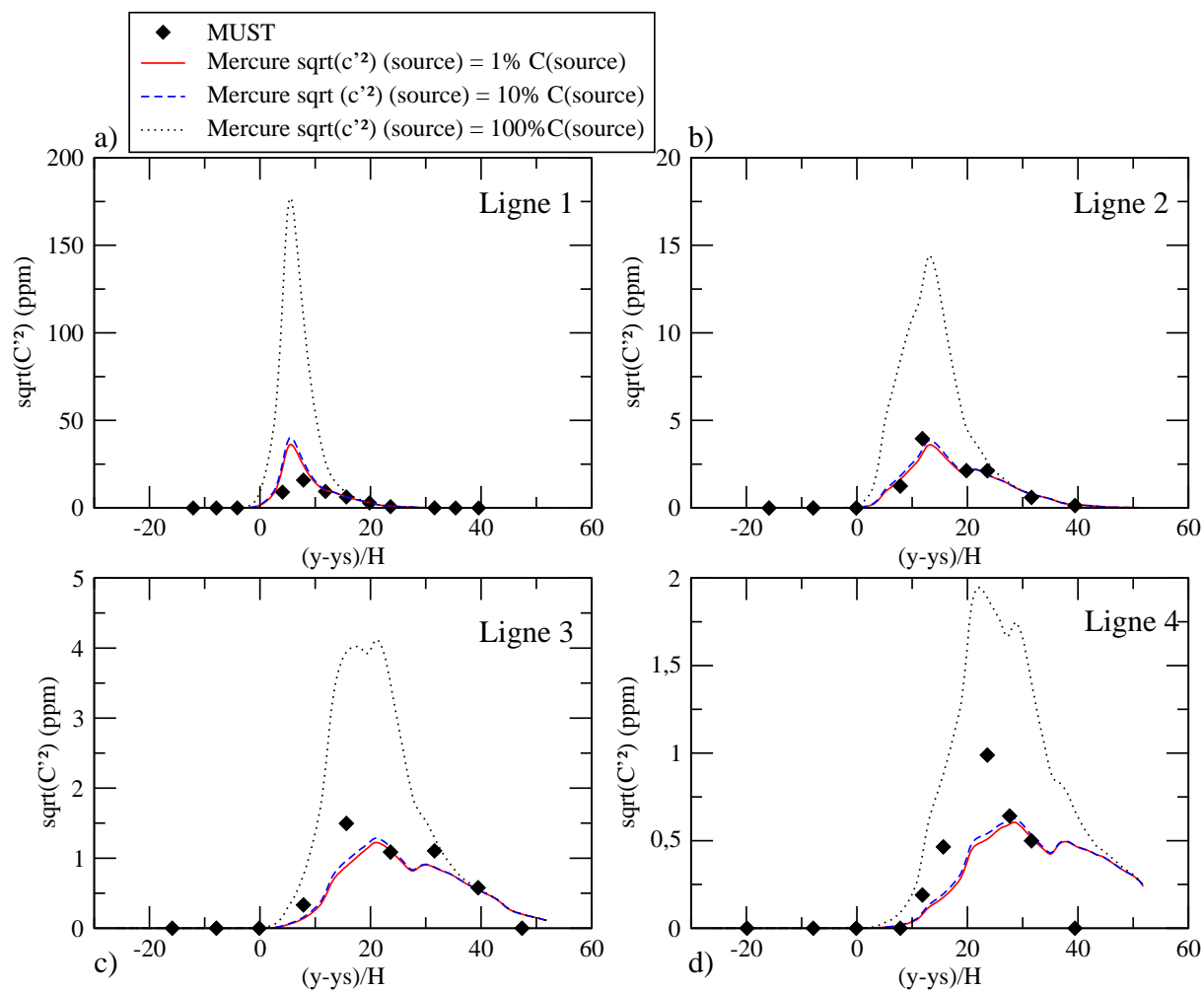


FIG. 3.29: Résultats de l'étude de sensibilité sur le taux d'émission des fluctuations, pour le cas 2640246 : profils horizontaux des écarts types des concentrations pour les lignes de détecteurs a) 1, b) 2, c) 3 et d) 4, pour trois valeurs du taux d'émission des concentrations moyennes (1%, 10 % et 100%); y_s est l'ordonnée de la source.

3.6.5 Paramètre R_v dans l'équation des fluctuations

Modéliser le rapport de l'échelle de temps de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente et de l'échelle de temps de la dissipation de la variance $\overline{c'^2}$ par une constante R_v dans l'approche (2.43) présente le grand avantage d'être simple. En effet, les écoulements turbulents impliquent différentes échelles et L_c dans l'approche (2.31) peut être difficile à évaluer. Néanmoins, le choix $R_v = 0.8$ est arbitraire (par exemple Hsieh et al. (2006) prennent $R_v = 0.5$) et peut dépendre des cas simulés. Pour étudier la sensibilité des résultats au choix de ce paramètre, nous avons fait plusieurs simulations du cas 2640246 avec différents R_v : 0.5, 0.6, 0.7 et 0.9 (Figure 3.30). Une diminution de R_v augmente le terme puits dans l'équation de transport (2.43) et diminue ainsi l'écart type des concentrations, une augmentation de R_v résultant en l'effet inverse. Une comparaison statistique pour les cinq valeurs, nous mène à conclure qu'avec un FAC2 de 81% et un VG de 1.42, le choix $R_v = 0.8$ donne les meilleurs résultats pour le cas 2640246. Néanmoins, si cette valeur est bien adaptée pour le cas 2640246, rien ne prouve qu'elle soit bien adaptée pour tous les cas. C'est pourquoi nous avons simulé 10 cas avec différent R_v .

Le Tableau 3.11 compare les mesures statistiques pour trois différents R_v : 0.7, 0.8 et 0.9. Le choix d'un R_v de 0.9 induit une surestimation des écarts types des concentrations pour les profils horizontaux et surtout verticaux, ce qui diminue les performances du modèle, avec une VG plus grande (3.29) et un FAC2 plus faible (45.8%). Le choix d'un R_v de 0.7 augmente la sous-estimation pour les profils horizontaux mais permet de diminuer la surestimation pour les profils verticaux, ce qui a pour conséquence une amélioration des résultats (avec un FAC2 de 64.2% au lieu de 58% obtenu avec un R_v de 0.8). Nous avons également effectué des simulations pour différents cas avec un R_v de 0.6, ce qui a pour conséquence de diminuer les performances du modèle. On pourrait donc conclure que prendre $R_v = 0.7$ permet d'améliorer les résultats. Cependant, rien ne prouve que cette valeur n'est pas spécifique aux 10 cas simulés et c'est pourquoi, dans le doute, nous avons estimé que 0.8 n'était pas un mauvais choix. Néanmoins, cette étude montre que les résultats sont fortement tributaires du choix du paramètre R_v et que cette limite devrait être prise en compte dans l'utilisation et l'évaluation de notre modèle de fluctuations.

Nous n'avons ici testé différents paramètres R_v que sur quelques cas et dans une seule configuration géométrique, ce qui ne nous permet pas d'apporter de conclusions précises

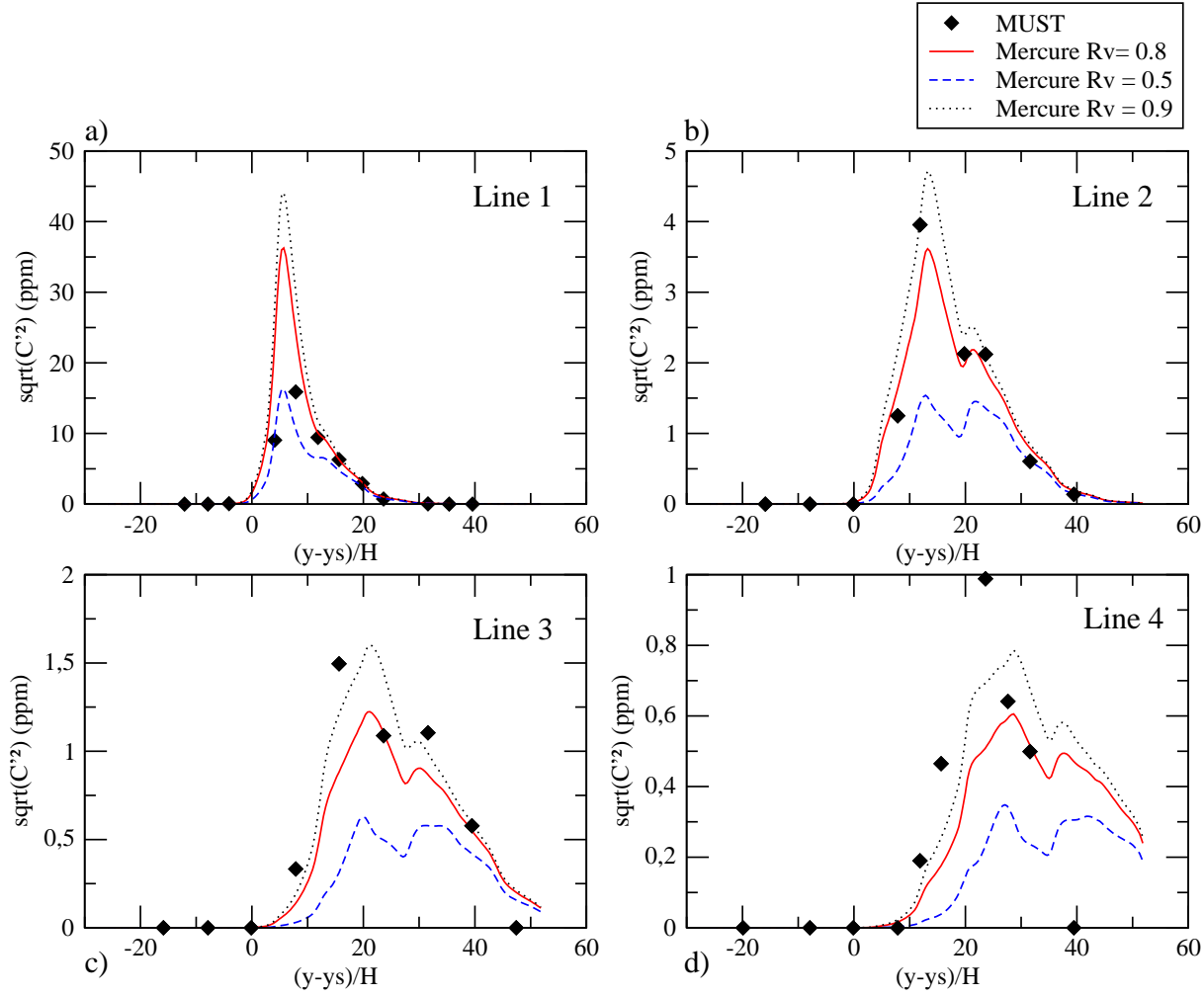


FIG. 3.30: Résultats de l'étude de sensibilité sur le paramètre R_v de l'équation des variances, pour le cas 2640246 : profils horizontaux des écarts types des concentrations pour les lignes de détecteurs a) 1, b) 2, c) 3 et d) 4, pour trois valeurs du coefficient R_v : 0.8, 0.5 et 0.9 ; y_s est l'ordonnée de la source.

All detectors			
	MG	VG	FAC2
$R_v=0.7$	0.95	2.53	0.649
$R_v=0.8$	0.78	2.71	0.580
$R_v=0.9$	0.61	3.29	0.458

TAB. 3.11: Grandeurs statistiques pour les écarts types des concentrations pour 10 cas pour trois valeurs du paramètre R_v dans l'équation de la variance des concentrations : 0.7, 0.8 et 0.9. MG, VG et FAC2 sont définis à la Section 2.3.3

sur le choix à faire. Il faudrait pour cela poursuivre l'étude et effectuer plus de simulations, avec en particulier des configurations géométriques différentes (terrain plat et plusieurs terrains complexes).

Conclusion

Afin de modéliser la dispersion d'un polluant dans la canopée urbaine, nous avons réalisé des simulations numériques détaillées de l'expérience MUST à l'aide du code de CFD *Mercure*. Les nombreuses données de mesures disponibles nous ont permis d'évaluer la performance de *Mercure* en termes de variables dynamiques, de concentrations moyennes et de variances des concentrations. Nous avons en effet comparé les observations et les résultats du modèle pour 20 cas de l'expérience MUST, recouvrant ainsi différentes conditions météorologiques.

Pour les variables dynamiques, le modèle *Mercure* donne des résultats globalement satisfaisants, tant sur la vitesse du vent (avec un NMSE (écart quadratique moyen normalisé) de 0.09) que sur l'énergie cinétique turbulente (avec une NMSE de 0.28), notamment sur les mesures loin des obstacles ou au-dessus de la canopée.

Mercure donne également de bons résultats pour les concentrations moyennes, avec un FAC2 (proportion de résultats dont les valeurs sont comprises entre le double et la moitié des valeurs des mesures) de 67.1% sur l'ensemble des cas et des détecteurs. Les résultats sont encore meilleurs sur les maxima des concentrations moyennes (avec un FAC2 égal à 92.5%). On note toutefois une surestimation des concentrations pour les détecteurs proches de la source.

Pour les variances des concentrations, le FAC2 est de 60.1%. Ces résultats, moins bons que ceux pour les concentrations moyennes, sont néanmoins satisfaisants compte tenu de la simplicité du modèle et de la difficulté de simuler la dispersion avec des conditions météorologiques réelles.

Par ailleurs, les études de sensibilité montrent que l'on obtient de meilleurs résultats en utilisant la donnée de profil de turbulence amont (lorsqu'elle est disponible) plutôt qu'en le déduisant des relations d'équilibre. On a également montré l'importance de la prise en compte de la stabilité dans nos simulations, ainsi que l'influence du paramètre R_v sur le modèle de fluctuations.

Chapitre 4

Effets radiatifs et thermiques en milieu urbain

Introduction

La structure et les propriétés de la couche limite atmosphérique sont fortement influencées par la présence des surfaces urbaines. Nous en avons décrits en détails dans les chapitres précédents les effets sur la dynamique des écoulements et sur la dispersion des polluants. Comme nous l'avons évoqué dans le Chapitre 1, une autre caractéristique importante des villes est la particularité du bilan énergétique. En effet, le rayonnement et les échanges thermiques en milieu urbains diffèrent de ceux en milieu rural, en raison de la spécificité des surfaces urbaines (le caractère tridimensionnel, l'inhomogénéité des matériaux et la faible proportion de végétation).

Actuellement, les simulations des écoulements et de la dispersion dans un milieu bâti sont, dans la majorité des cas, réalisées en faisant l'hypothèse d'une atmosphère neutre, c'est-à-dire sans prendre en compte les effets radiatifs et thermiques. Cette situation peut être justifiée pour les cas de vent fort, mais dans les cas où le vent est assez faible ou, comme nous l'avons vu avec l'expérience MUST (Chapitre 3), où la stratification est forte, cette hypothèse est erronée.

Notre objectif est de développer un nouveau modèle radiatif dans le code *Mercur*e afin de prendre en compte ces effets dans notre modélisation micrométéorologique de la ville. En effet, un modèle de rayonnement atmosphérique est déjà implémenté dans le code, mais ne s'applique qu'en terrain non complexe. Nous avons donc exploré différentes approches

existantes afin de modéliser le rayonnement et les échanges thermiques en géométrie complexe.

Dans un premier temps, je rappelle dans ce chapitre les processus physiques décrivant le rayonnement en général et le rayonnement atmosphérique en particulier, une spécificité de l'étude du rayonnement atmosphérique étant la séparation des flux radiatifs de courtes longueur d'onde et de grande longueur d'onde. Le modèle en géométrie complexe que nous voulons développer devra pouvoir être couplé avec le modèle en géométrie simple existant. Cependant, pour certaines applications (en particulier les cas de validation), il se révèle nécessaire d'implémenter, en alternative, des modèles simples pour définir les conditions aux limites du modèle. Je propose donc des modèles simples qui permettent d'évaluer le flux solaire direct et diffus et le flux infra rouge, en fonction du jour et de l'heure et de quelques paramètres physiques de l'atmosphère. La présence de la surface urbaine implique plusieurs adaptations de la description du rayonnement que je présente par la suite. Le bilan énergétique dans et au-dessus des villes s'en trouve modifié. J'en décris alors les spécificités pour le milieu urbain.

Enfin, l'objectif étant de développer un nouveau modèle pour étudier les aspects radiatif et énergétique dans les villes, je fais une revue des différents types de modèles existants dans la littérature aux différentes échelles et dans différentes disciplines (météorologie, climatologie urbaine, CFD, architecture...)

4.1 Le rayonnement atmosphérique en milieu urbain

4.1.1 Rayonnement atmosphérique : généralités

Le rayonnement atmosphérique est caractérisé par une large gamme de longueurs d'onde, la bande spectrale caractéristique des processus contribuant aux bilans d'énergie dans l'atmosphère ou à la surface terrestre étant environ $0.1\text{-}100\mu\text{m}$. Le domaine du visible ne correspond qu'à une faible bande ($0.4\text{-}0.76\mu\text{m}$), et si l'oeil humain ne perçoit pas l'infrarouge ou l'ultraviolet (contrairement à certains poissons ou insectes) l'homme peut en percevoir les effets indirects.

Le flux radiatif est défini comme la quantité d'énergie, intégrée sur toutes les longueurs d'onde, reçue ou émise par unité de surface et de temps (W.m^{-2}). Ce flux correspond à

la somme des émissions radiatives dans toutes les directions de l'espace. On définit alors l'**émittance** E comme le flux total émis par unité de surface à la source et la **luminance** L comme la puissance rayonnée par unité d'angle solide entourant une direction donnée. Dans le cas de sources dont la luminance est indépendante de la direction, (appelées alors diffuses ou isotropes), l'émittance et la luminance sont reliées par :

$$E = \pi L. \quad (4.1)$$

Tout corps de température supérieure au zéro absolu rayonne, et ce rayonnement diffère selon les matériaux. Un corps idéal qui émettrait le maximum de rayonnement à chaque température T et longueur d'onde λ est appelé 'corps noir'. La loi de Planck relie l'émittance monochromatique du corps noir à sa température :

$$E_\lambda = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{\exp(\frac{hc}{b\lambda T}) - 1}, \quad (4.2)$$

avec c la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques, h la constante de Planck ($h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$), b la constante de Boltzmann ($b = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$). En intégrant (4.2) sur l'ensemble du spectre, on obtient la loi de Stefan-Boltzmann :

$$E = \sigma T^4, \quad (4.3)$$

σ étant la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$).

Le spectre de rayonnement solaire reçu au sommet de l'atmosphère est bien approximé par le spectre d'un corps noir émettant à une température de 6000 K. Ainsi, le soleil peut être considéré comme un corps noir de température équivalente de surface de 6000 K et $\lambda_{max} \approx 0.48 \mu\text{m}$. Le spectre du rayonnement terrestre peut aussi être approximé par celui d'un corps noir de température de surface équivalente 287 K (cette température équivalente étant cependant inférieure à la température réelle de la surface terrestre). La Figure 4.1 compare les deux spectres du rayonnement solaire et terrestre : la quasi-totalité du rayonnement solaire est confiné dans une bande spectrale de $0.15\text{-}4 \mu\text{m}$ et le rayonnement terrestre dans une bande spectrale de $3\text{-}100 \mu\text{m}$ (Arya, 2001, Wallace et Hobbs, 1977). La Figure 4.1 illustre la séparation entre les domaines du rayonnement solaire (rayonnement de courte longueur d'onde) et du rayonnement terrestre (rayonnement de grande longueur

d'onde), qui justifie les paramétrisations séparées dans les études atmosphériques.

Les surfaces naturelles ne sont pas des corps noirs et leur émissivité est liée à celle du

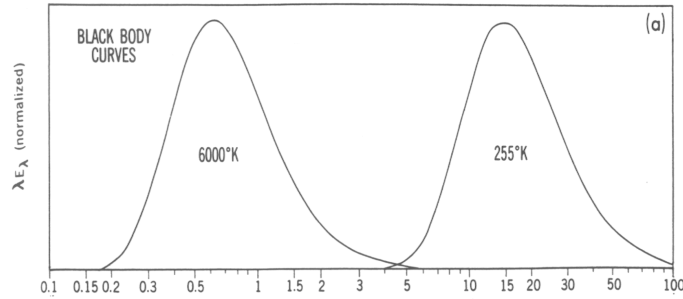


FIG. 4.1: Spectres normalisés du corps noir représentatifs respectivement du soleil (gauche) et de la terre (droite) (d'après Wallace et Hobbes, 1977)

corps noir par le biais d'un coefficient : l'émissivité ϵ , qui dépend en général de la longueur d'onde. Parmi les corps réels on peut distinguer les corps gris et diffusants, pour lesquels l'émissivité est indépendante de la longueur d'onde et de la direction. Les surfaces réelles sont caractérisées par différentes propriétés radiatives : l'absorptivité (a), la réflectivité (r) et la transmittivité (t), définies comme le rapport des flux respectivement absorbé, réfléchi et transmis sur le flux incident total et qui vérifient :

$$a + r + t = 1. \quad (4.4)$$

D'après la loi de Kirchhoff, pour une longueur d'onde et une direction donnée, l'absorptivité et l'émissivité sont égales, ce qui se traduit pour un corps gris diffusant par :

$$a = \epsilon. \quad (4.5)$$

Pour un corps opaque, la transmittivité est nulle et la réflectivité et l'émissivité sont alors reliées par :

$$r = 1 - \epsilon. \quad (4.6)$$

Dans les études atmosphériques, on distingue les propriétés des surfaces pour les courtes et grandes longueurs d'onde. Ainsi, pour les courtes longueurs d'onde, on utilise le terme albédo α pour désigner la réflectivité et l'émissivité ϵ est réservée pour les

grandes longueurs d'onde. En effet, pour les surfaces naturelles, l'émission est communément négligée pour des courtes longueurs d'onde et l'émission pour les grandes longueurs d'onde suit la loi de Stefan-Boltzmann modifiée :

$$E = \epsilon \sigma T^4, \quad (4.7)$$

Nous décrivons dans les sections suivantes la paramétrisation des rayonnements de courte et grande longueurs d'onde pour les applications atmosphériques.

4.1.2 Le rayonnement de courte longueur d'onde (S)

Dans l'atmosphère, le rayonnement atmosphérique solaire global (S_G) comprend deux composantes, le rayonnement solaire direct (S_D) et diffus (S_d) :

$$S_G = S_D + S_d. \quad (4.8)$$

Le rayonnement solaire direct est le flux qui atteint un récepteur sans être ni absorbé ni dévié de sa direction de propagation. Dans des conditions de ciel clair, l'image du disque solaire net est ainsi la portion du rayonnement solaire direct qui atteint un observateur.

Le rayonnement solaire diffus est, à l'opposé, le rayonnement qui atteint un récepteur après avoir été dévié de sa direction de propagation par l'atmosphère qu'il traverse. Par exemple, par ciel couvert, le disque solaire n'est plus visible et le rayonnement qui atteint un observateur est uniquement diffus (Pielke, 1984). En milieu urbain, on distingue communément le rayonnement diffusé par l'atmosphère (S_{da}) (qui est le rayonnement dévié par les constituants atmosphériques au-dessus de la canopée) du rayonnement diffusé par l'environnement urbain (S_{de}) (qui est le rayonnement issu des multi-réflexions à l'intérieur de la canopée). Le flux solaire global s'exprime alors :

$$S_G = S_D + S_{da} + S_{de}. \quad (4.9)$$

Nous décrivons en détails ces trois composantes du rayonnement solaire.

Le rayonnement solaire direct (S_D)

A un jour et une heure donnés, le rayonnement solaire direct atteignant un point de l'atmosphère dépend :

- . du flux solaire atteignant le sommet de l'atmosphère S_0 ,
- . de la direction de propagation, fonction de la position du soleil,
- . de la composition de l'atmosphère qu'il traverse.

La **constante solaire** S_0 sert à définir *le flux solaire à travers une surface normale aux rayons arrivant au sommet de l'atmosphère*. Des séries de mesures permettent d'estimer cette constante à 1368 W.m^{-1} . Cependant de nombreuses valeurs peuvent être trouvées dans la littérature, variant de 1350 à 1400 W.m^{-1} . Nous utiliserons dans nos applications une estimation de S_0 tenant compte de la distance Terre-Soleil, comme proposée dans Paltridge et Platt (1976) :

$$S_0 = 1370 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (4.10)$$

avec r_0 la distance moyenne Terre-Soleil et r la distance Terre-Soleil à un jour et une heure donnés de l'année. Le rapport r_0/r peut être estimé par la relation :

$$\begin{aligned} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 = & 1.000110 + 0.034221 \cos(t_{00}) + 0.001280 \sin(t_{00}) \\ & + 0.000719 \cos(2t_{00}) + 0.000077 \sin(2t_{00}), \end{aligned} \quad (4.11)$$

avec

$$t_{00} = \frac{2\pi j_r}{365} \quad (4.12)$$

où j_r est le jour de l'année (exprimé en quantième).

Pour prendre en compte la **direction des rayons solaires**, l'angle zénithal Z est défini comme l'angle entre les rayons du soleil et le zénith au point d'observation. Des considérations géométriques (e.g. Oke, 1987; Paltridge et Platt, 1976) permettent d'obtenir la relation suivante :

$$\cos(Z) = \sin(\delta) \sin(\phi) + \cos(\delta) \cos(\phi) \cos(h_r), \quad (4.13)$$

avec δ la déclinaison du Soleil, ϕ la latitude du lieu d'observation, h_r l'angle horaire.

La déclinaison δ peut être exprimée par l'approximation (Oke, 1987) :

$$\delta = -23.4 \cos[360(j_r + 10)/365]. \quad (4.14)$$

Nous utiliserons plutôt la relation proposée par Paltridge et Platt (1976) (qui donne une erreur maximale de 3 min d'angle) :

$$\begin{aligned} \delta = & 0.006918 - 0.39912 \cos(t_{00}) + 0.070257 \sin(t_{00}) - 0.006758 \cos(2t_{00}) \\ & + 0.000907 \sin(2t_{00}) - 0.002697 \cos(3t_{00}) + 0.001480 \sin(3t_{00}). \end{aligned} \quad (4.15)$$

L'angle horaire est l'angle dont on doit tourner la terre pour que lieu d'observation soit directement sous les rayons du soleil de telle sorte que l'angle zénithal Z soit égal à zéro ; il est défini par :

$$h_r = (heure - 12) \frac{\pi}{12}, \quad \text{si } heure \geq 12 \quad (4.16a)$$

$$h_r = (heure + 12) \frac{\pi}{12}, \quad \text{si } heure < 12 \quad (4.16b)$$

où :

$$heure = h_{UTC} + long + eqt, \quad (4.17)$$

avec

- . h_{UTC} l'heure solaire en temps universel,
- . $long$ la longitude du lieu d'observation,
- . eqt l'équation du temps, donnée par (Paltridge et Platt, 1976) :

$$\begin{aligned} eqt = & \frac{12}{\pi} (0.000075 + 0.001868 \cos(t_{00}) - 0.032077 \sin(t_{00}) \\ & - 0.014615 \cos(2t_{00}) - 0.04849 \sin(2t_{00})) \end{aligned} \quad (4.18)$$

Pour une longitude, une latitude, un jour et une heure donnés, *le flux solaire direct hors atmosphère arrivant sur une surface horizontale* s'exprime alors :

$$S_{0H} = S_0 \cos(Z), \quad \text{si } Z < 90^\circ, \quad (4.19a)$$

$$S_{0H} = 0, \quad \text{si } Z \geq 90^\circ. \quad (4.19b)$$

A sa traversée de l'atmosphère, le rayonnement solaire est sujet aux **effets de l'absorption et de la diffusion par différents constituants de l'atmosphère** (e.g. Perrin de Brichambaut, 1963) :

- . la diffusion moléculaire de Rayleigh en λ^{-4} (λ étant la longueur d'onde),
- . l'absorption par les différents constituants gazeux fixes de l'air (O_3 , N_2 , O_2 , Ar , N_2O , $CH_4...$),
- . la diffusion et l'absorption par la vapeur d'eau,
- . la diffusion par les gouttelettes, poussières et aérosols divers.

Il existe de nombreux modèles qui paramétrisent, de manière plus ou moins complexe et précise, les transferts radiatifs à travers l'atmosphère. Stephens (1984) fait une revue détaillée de différentes méthodes complètes pour calculer les flux radiatifs dans l'atmosphère. Nous en présentons dans le Chapitre 5, avec la description du modèle de rayonnement atmosphérique en terrain non complexe implémenté dans le modèle *Mercur*e, qui intègre les flux sur toute la hauteur de l'atmosphère. Cependant, pour certaines applications, il peut être souhaitable de ne pas avoir à utiliser un modèle complet de rayonnement atmosphérique et il existe des modèles plus simples qui permettent de calculer le rayonnement solaire direct.

Ainsi Perez et al. (1990a) comparent, sur une large base de données comprenant plusieurs types de climats, trois modèles paramétriques qui permettent d'obtenir le flux solaire direct à partir du flux solaire global, à l'aide de fonctions polynomiales du coefficient de transmission du rayonnement global de l'atmosphère K_t . Ce dernier est défini comme le rapport du flux horizontal global S_{GH} et du flux solaire hors atmosphère arrivant sur une surface horizontale S_{0H} (Equation (4.19)) :

$$K_t = \frac{S_{GH}}{S_{0H}}. \quad (4.20)$$

Le modèle le plus performant est alors modifié par Perez et al. (1992) pour prendre en compte les conditions d'ensoleillement.

L'avantage de ces modèles est qu'ils sont simples, largement testés sur différentes bases de données et que la seule donnée nécessaire est le flux solaire global horizontal S_{GH} , tel qu'il est mesuré par les stations météorologiques. Cette donnée n'est cependant pas

toujours disponible pour certaines applications. Iqbal (1983) a montré que la transmission du rayonnement direct peut être approximée par la multiplication des coefficients de transmission individuels et le flux solaire direct à travers une surface normale aux rayons peut alors s'exprimer par :

$$S_{D\perp} = \alpha S_0 \tau_R \tau_O \tau_g \tau_w \tau_a \quad (4.21)$$

avec :

- . τ_R : le coefficient de transmission due à la diffusion de Rayleigh,
- . τ_O : le coefficient de transmission due à l'absorption par l'ozone,
- . τ_g : le coefficient de transmission due à l'absorption par les gaz mélangés (autres que l'ozone),
- . τ_w : le coefficient de transmission due à l'absorption par la vapeur d'eau,
- . τ_a : le coefficient de transmission due à l'absorption et la diffusion par les aérosols,
- . α : un coefficient multiplicatif utilisé dans certains modèles (pour prendre en compte, par exemple, les conditions d'ensoleillement).

Différents auteurs utilisent des relations simplifiées pour calculer ces coefficients de transmission en fonction des grandeurs physiques de l'atmosphère (la pression atmosphérique P , la masse optique de l'air m , la quantité d'ozone l_0 , la quantité de vapeur d'eau l_w , le coefficient de trouble d'Angström β_t ...) et différents coefficients empiriques : Meyers et Dale (1983), Bintanja (1996) (qui prend en compte l'augmentation de la transmission avec la hauteur), Santamouris et al (1999), Laine et al. (1999) (qui utilisent les relations proposées par Iqbal (1983) et Bird et Hulstrom (1981)), Crawford et Duchon (1999), Muneer et Gul (2000) (qui prennent en compte la fraction d'ensoleillement), Yang et al. (2001) (qui expriment les fonctions de transmission selon le modèle spectral Lockner en 1978 et en donnent des expressions intégrées sur le spectre). Si la plupart des auteurs donnent une seule expression empirique pour le coefficient de transmission τ_g due à l'absorption par les gaz uniformément mélangés, d'autres distinguent la contribution des différents constituants gazeux : $\tau_g = \tau_{CO_2} \tau_{CO} \tau_{N_2O} \tau_{CH_4} \tau_{O_2}$ (e.g. Santamouris et al., 1999 ; Psiloglou et al. 2000).

Le modèle simple que nous avons implémenté dans le modèle *Mercure*, en alternative du modèle complet de rayonnement atmosphérique, s'inspire du modèle de ciel clair 'Bird Clear Sky model' de Bird et Hulstrom (1981) et sur le 'model C' de Iqbal (1983), sur

lesquels repose également METSTAT, le modèle radiatif utilisé pour produire la base de données de rayonnement solaire des Etats-Unis (Maxwell, 1998) : le *flux solaire direct sur une surface horizontale* S_{DH} est donnée par :

$$S_{DH} = 0.951 S_0 \cos(Z) \tau_R \tau_O \tau_g \tau_w \tau_a \quad (4.22)$$

avec Z l'angle zénithal (4.13) et τ_R , τ_O , τ_g , τ_w et τ_a les coefficients de transmission. Il est à noter que pour des conditions de ciel couvert la nébulosité peut être prise en compte en multipliant le terme de droite de (4.22) par un terme $\tau_{OPQ} \tau_{TRN}$ où τ_{OPQ} est le coefficient de transmission des nuages opaques et τ_{TRN} le coefficient de transmission des nuages translucides (Maxwell, 1998).

Le *flux solaire incident arrivant sur une surface d'inclinaison quelconque* S_{Dc} s'exprime alors à partir du flux solaire incident sur une surface horizontale S_{DH} (Equation 4.22) et de la position du soleil par rapport à la surface (e.g. Oke 1987) :

$$S_{Dc} = S_{DH} \cos(i), \quad (4.23)$$

i étant l'angle d'incidence des rayons du soleil par rapport à la normale de la surface donné par :

$$\cos(i) = \sin(\beta) \sin(Z) + \cos(\beta) \cos(Z) \cos(\Omega - \Lambda), \quad (4.24)$$

avec :

- . β l'angle d'inclinaison de la surface par rapport à l'horizontale,
- . Z l'angle zénithal (4.13),
- . Λ l'azimut de la surface,
- . Ω l'azimut solaire, c'est-à-dire l'angle entre la projection des rayons solaires sur le plan équatorial et la direction du Nord géographique :

$$\cos(\Omega) = \frac{\sin(\delta) \cos(\phi) - \cos(\delta) \sin(\phi) \cos(h_r)}{\sin(Z)}, \quad (4.25a)$$

$$\Omega = \arccos(\cos(\Omega)), \text{ si } h_r < 12h, \quad (4.25b)$$

$$\Omega = 2\pi - \arccos(\cos(\Omega)), \text{ si } h_r > 12h, \quad (4.25c)$$

avec δ la déclinaison (4.15), ϕ la latitude, h_r l'angle horaire (4.16).

En milieu urbain, l'estimation du flux direct reçu par une surface d'inclinaison quelconque, nécessite la prise en compte des ombres portées, dues à la présence des autres bâtiments. Celles-ci sont souvent prises en compte via un facteur multiplicatif, f_o , appelé facteur d'ombre, qui prend la valeur 1 si la surface est au soleil et 0 si celle-ci est à l'ombre.

Le rayonnement solaire diffusé par l'atmosphère (S_{da})

Le rayonnement solaire diffusé par l'atmosphère est la partie du rayonnement non absorbé qui atteint un point d'observation près de la surface après avoir été dévié par les différents constituants de l'atmosphère. En première approximation, de nombreux modèles considèrent cette partie du rayonnement comme **isotrope**. Comme pour le flux solaire direct, des modèles simples expriment alors le flux solaire diffus par l'atmosphère à l'aide des coefficients de transmission due à la diffusion de Rayleigh, l'absorption par l'ozone, les gaz uniformément mélangées, et la vapeur d'eau τ_R , τ_O , τ_g , τ_w en distinguant pour les aérosols les coefficients de transmission due à l'absorption τ_{aa} et due à la diffusion τ_{as} (Laine et al., 1999 ; Santamouris et al., 1999 ; Psiloglou et al., 2000).

Le modèle de ciel clair 'Bird Clear Sky model' de Bird et Hulstrom (1981), sur lequel repose le modèle simple que nous avons implémenté dans *Mercure*, exprime ainsi le flux solaire diffusé par trois termes : le flux diffus par diffusion de Rayleigh S_{dr} , le flux diffus par la diffusion par les aérosols S_{dae} et le flux réfléchi par la surface S_{dg} (ce dernier terme étant omis dans le cas d'un couplage avec le modèle de rayonnement dans la canopée) :

$$S_{dr} = 0.79 S_0 \cos(Z) \tau_O \tau_g \tau_w \tau_{aa} [1 - \tau_R] \frac{0.5}{[1 - m + m^{1.02}]}, \quad (4.26a)$$

$$S_{dae} = 0.79 S_0 \cos(Z) \tau_O \tau_g \tau_w \tau_{aa} [1 - \tau_{as}] \frac{F_c}{[1 - m + m^{1.02}]}, \quad (4.26b)$$

$$S_{dg} = (S_{DH} + S_{dr} + S_{dae}) \frac{r_g r_s}{1 - r_g r_s}. \quad (4.26c)$$

avec m la masse optique de l'air (kg.m^{-2}), r_g l'albédo moyen de la surface, r_s la réflectance du ciel clair, F_c le coefficient de diffusion 'avant' des aérosols, S_{DH} le flux solaire direct reçu par une surface horizontale (4.22).

Le flux diffus par l'atmosphère isotrope est alors :

$$S_{da} = S_{dr} + S_{dae} + S_{dg}. \quad (4.27)$$

Si l'hypothèse d'isotropie du flux diffus est largement utilisée, elle est source d'erreur pour les calculs précis du flux solaire global. Perez et al. (1986, 1987 et 1990b) soulignent en effet l'importance des deux effets principaux d'**anisotropie** du rayonnement diffus dans l'atmosphère : d'une part la diffusion par les aérosols dans la zone circumsolaire et d'autre part la diffusion multiple de Rayleigh et la rétrodiffusion dans la bande près de l'horizon. Afin de tenir compte de ces deux effets, Perez et al. (1990b) proposent deux types de modèles :

- . un modèle de répartition angulaire du rayonnement diffus sur le dôme céleste : pour chaque élément de surface du dôme céleste, déterminé par son altitude zénithale γ et sa distance angulaire par rapport au soleil ζ , le modèle propose une paramétrisation de la luminance relative lv fonction de l'angle zénithal (du soleil) Z , de la clarté ϵ et de la brillance Δ du ciel (voir aussi Perez et al. (1993))(Figure 4.2).

$$lv = [1 + a \exp(b/\cos(\zeta))][1 + c \exp(d \gamma) + e \cos^2(\gamma)] \quad (4.28)$$

avec $a, b, c, d, e = f(Z, \epsilon, \Delta)$. Cette approche est utilisée par exemple dans le modèle SOLENE (Miguet et Groleau, 2002) qui modélise la voûte céleste par un hémisphère de rayon infini au centre de laquelle est placée la scène urbaine.

- . un modèle (appelé le 'Perez model', (Perez et al., 1986)) qui donne le rayonnement diffus reçu par une surface en tenant compte de la contribution anisotrope du cercle circumsolaire et de l'horizon (voir aussi Perez et al. 1987 et 1990b) :
 - pour une surface horizontale :

$$S_{daH} = S_d \{ 1 + 2(1 - \cos(\alpha) X_h (F_1 - 1) \cos(Z') + 0.5 (1 - \cos(2\xi) (F_2 - 1)) \} \quad (4.29)$$

avec S_d le rayonnement diffus isotrope, α le demi angle de la région circumsolaire vue par le plan horizontal, X_h la fraction de la zone circumsolaire vue par la surface horizontale, Z' soit l'angle zénithal si la zone circumsolaire est entièrement

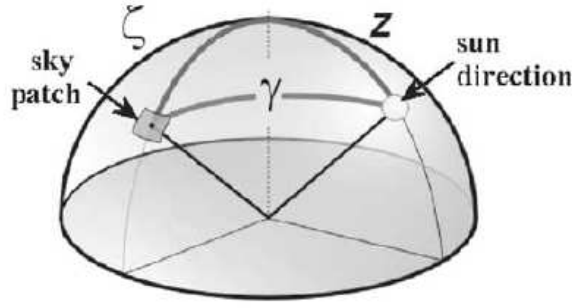


FIG. 4.2: Définitions des angles nécessaires pour calculer la contribution d'une facette de ciel 'sky patch' au flux solaire arrivant sur une surface au centre de la scène (Perez, 1990a)

visible soit l'incidence moyenne des rayons si celle n'est que partiellement visible, ξ l'épaisseur angulaire de la bande de ciel représentant l'horizon, F_1 et F_2 les facteurs anisotropiques pour les contributions respectives de la zone circumsolaire et de l'horizon (fonction de l'angle zénithal et de la brillance du ciel (Perez et al., 1990b)).

– pour une surface inclinée :

$$S_{dac} = S_d \{ 0.5(1 + \cos(\beta)) + 2(1 - \cos(\alpha))X_i (F_1 - 1) \cos(i') + 2 \xi \sin(\xi') (F_2 - 1)/\pi \}. \quad (4.30)$$

avec β l'angle d'inclinaison de la surface, X_i la fraction de la zone circumsolaire vue par la surface inclinée, i' soit l'angle d'incidence (4.24) des rayons si la zone circumsolaire est entièrement visible soit l'incidence moyenne des rayons si celle n'est que partiellement visible, le dernier terme de l'expression étant une approximation sinusoïdale de la contribution de l'horizon pour un plan incliné.

C'est ce deuxième modèle que nous avons implémenté dans *Mercur* avec le modèle simple pour calculer le flux diffus anisotrope aux limites de notre domaine. On peut noter que le modèle original de Perez et al. (1986) ne considère la contribution que d'une seule bande pour l'horizon. Afin d'améliorer le modèle, Torres et al. (2006) proposent un modèle à plusieurs bandes.

Le rayonnement solaire diffusé par l'environnement (S_{de})

Le flux solaire diffusé par l'environnement est, pour le milieu urbain, le flux diffusé par les multi-réflexions sur les surfaces de la ville (toits, murs, rues). Afin d'évaluer le rayonnement diffusé par l'environnement, il faut donc déterminer le flux émis par chaque surface. Pour toute surface, une partie du flux total incident est absorbé tandis que l'autre est réfléchi. On peut, en première approximation, considérer cette réflexion isotrope. Le flux de courte longueur d'onde S_j^\uparrow émis par tout élément de surface j est alors donné par :

$$S_j^\uparrow = \alpha_j(S_D + S_{da} + S_{de}). \quad (4.31)$$

où α_j est l'albédo de la surface j et S_{de} prend en compte les contributions de toutes les autres surfaces, après les multi-réflexions.

Pour calculer le flux solaire incident sur toute surface i , reste donc à déterminer la part de S_j^\uparrow qui atteint la surface i . Nous reviendrons dans la Section 4.1.4 sur la manière de modéliser les échanges radiatifs entre les surfaces.

4.1.3 Le rayonnement de grande longueur d'onde (L)

Le flux de grande longueur d'onde a deux composantes : le flux infrarouge provenant de l'atmosphère L_a et celui provenant de l'environnement urbain L_e .

Le rayonnement infra rouge atmosphérique (L_a)

Le rayonnement terrestre est émis vers l'atmosphère qui en absorbe une grande partie et réémet un flux de grande longueur d'onde. Ce flux est important, car sans celui-ci, la surface de la Terre aurait une température inférieure d'une trentaine de degré à la température actuelle. Quand elles sont présentes, les couches nuageuses ont un rôle important dans le rayonnement de grandes longueurs d'onde, car elles ont une émissivité proche de 1. Cependant une partie du flux réémis est absorbé par différents constituants de l'atmosphère (principalement CO_2 et vapeur d'eau) avant d'atteindre la surface.

La paramétrisation du rayonnement atmosphérique de grande longueur d'onde nécessite donc la description des effets de l'absorption et de l'émission simultanée par l'ozone, la vapeur d'eau, le CO_2 et les nuages. Stephens (1984) propose des méthodes précises qui déterminent les flux montants et descendants en résolvant l'équation des transferts

radiatifs sur l'ensemble du spectre et chaque niveau vertical de l'atmosphère. Ces méthodes seront décrites dans le Chapitre 5, avec la présentation du modèle de rayonnement atmosphérique en terrain non complexe de *Mercur*. Comme pour le rayonnement solaire, il est cependant souvent souhaitable d'utiliser des modèles empiriques pour paramétrer le rayonnement thermique incident.

Ces modèles empiriques paramétrisent le rayonnement infra rouge atmosphérique par :

$$L_a = \epsilon_{atm} \sigma T_{atm}^4, \quad (4.32)$$

avec ϵ_{atm} et T_{atm} respectivement l'émissivité et la température effectives de l'atmosphère. En conditions de ciel clair, il existe alors de nombreuses formulations empiriques pour déterminer l'émissivité effective ϵ_{clr} exprimée soit par une constante, soit par une fonction de la température de l'air et/ou de la pression de vapeur près de la surface. Pirazzini et al. (2000) comparent ainsi 15 modèles empiriques. Dans le modèle *Mercur*, nous avons implémenté comme modèle simple, en alternative du modèle atmosphérique complet, le modèle de Prata (1996), utilisé également dans Offerle et al. (2003) : T_{atm} est approximée par la température T_a à un niveau de référence près de la surface et ϵ_{clr} est estimé par :

$$\epsilon_{clr} = 1 - (1 + w \exp[-(1.2 + 3w)^{0.5}]). \quad (4.33)$$

où w est le contenu en eau précipitante donné par $46.5 (e_a/T_a)$ avec e_a la pression de vapeur d'eau.

En présence de nuages, ϵ_{atm} peut être exprimé comme une fonction de ϵ_{clr} et de formules polynomiales de la fraction de couverture nuageuse (voir par exemple Pirazzini et al., 2000).

Le rayonnement infra rouge reçu de l'environnement (L_e)

Le flux de grande longueur d'onde reçu de l'environnement est la somme des flux émis par les différentes surfaces et prend en compte les multi-réflexions sur les parois des bâtiments. Le flux L_j^\uparrow provenant de toute surface j comprend la partie du flux incident

qui est réfléchi et le flux émis par un corps gris non diffusant. L_j^\uparrow s'exprime alors :

$$L_j^\uparrow = \epsilon_j \sigma T_j^4 + (1 - \epsilon_j)(L_{a_j} + L_{e_j}). \quad (4.34)$$

où ϵ_j est l'émissivité de la surface j et L_{e_j} prend en compte la contribution de toutes les autres surfaces, après les multi-réflexions.

Pour calculer le flux de grande longueur d'onde incident sur toute surface i , reste donc, comme précédemment, à déterminer la part de L_j^\uparrow qui atteint la surface i . Nous décrivons dans la section suivante la manière de modéliser les échanges radiatifs entre les surfaces.

4.1.4 Echanges radiatifs entre deux surfaces

En milieu transparent, de nombreuses approches utilisent les **facteurs de formes** (ou facteurs de vue) pour modéliser les échanges entre deux surfaces quelconques. Le facteur de forme F_{ij} caractérise la fraction de flux hémisphérique partant de la surface i qui atteint la surface j (Figure 4.3); c'est une grandeur purement géométrique calculée par :

$$F_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos(\beta_i) \cos(\beta_j)}{\pi r^2} dA_i dA_j, \quad (4.35)$$

où dA_i et dA_j sont les surfaces élémentaires des surfaces i et j , A_i est la surface totale de i , r est la longueur de la ligne reliant deux surfaces élémentaires, β_i et β_j sont les angles entre cette ligne et les normales aux surfaces élémentaires dA_i et dA_j .

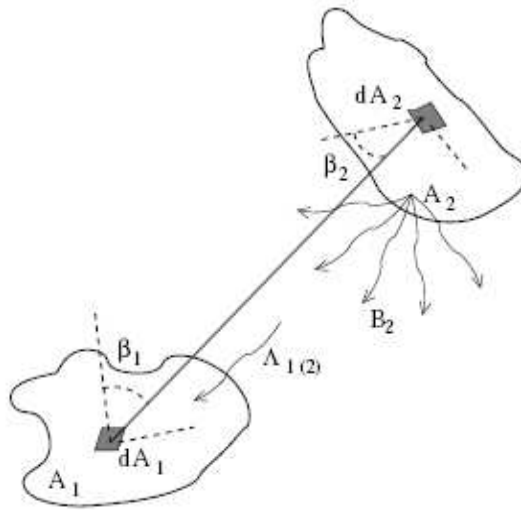


FIG. 4.3: Facteur de forme F_{ij} entre deux surfaces quelconques A_1 et A_2

Il existe alors plusieurs méthodes pour calculer les facteurs de formes (Péniguel et Rupp, 2001) :

- . La sphère de Nusselt, qui repose sur une interprétation géométrique des facteurs de formes, en considérant les projections des surfaces sur la base d'une demi-sphère (Figure 4.4a). Cette méthode est largement utilisée (Glockner et al. 1999).
- . L'hémicube de Cohen, qui est une adaptation de la sphère de Nusselt et utilise une projection sur un hémicube à la place d'un hémisphère (Figure 4.4b).

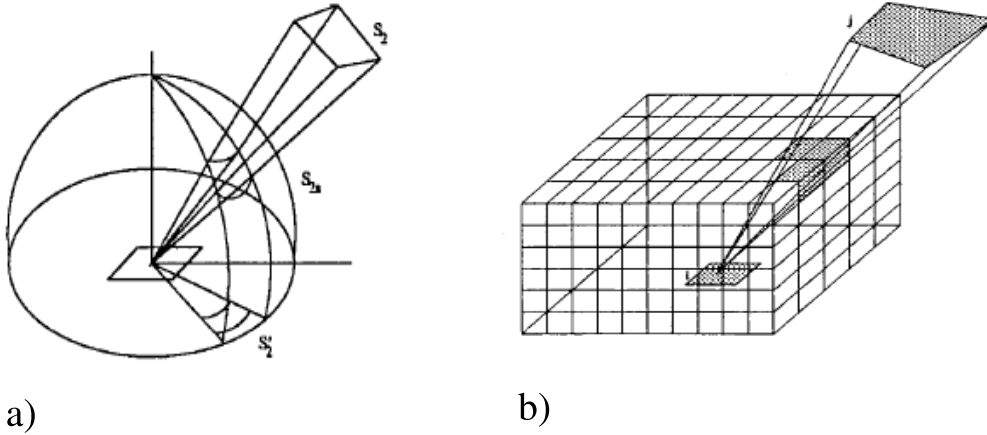


FIG. 4.4: a) Sphère de Nusselt, b) Hémicube de Cohen.

- . La méthode des intégrales de contour, qui utilise le théorème de Stokes et qui permet un calcul précis et rapide (elle est utilisée par exemple dans le modèle SOLENE (Miguet et Groleau, 2002) et dans le code de rayonnement thermique SYRTHES (Péniguel et Rupp, 2001)).
- . La méthode de Monte-Carlo, qui consiste à suivre la trajectoire de chacun des photons. Cette méthode est certes coûteuse mais bien adaptée aux géométries très complexes. Elle est également utilisée pour modéliser les phénomènes physiques complexes, en particulier les cas qui prennent en compte les effets du milieu. Elle est ainsi utilisée pour calculer le flux solaire incident sur une surface inclinée (Gomez et Casanovas, 2003) ainsi que pour estimer les transferts radiatifs atmosphériques tridimensionnels pour diverses applications, par exemple dans les couches nuageuses (Iwabuchi, 2006).

S'ajoutent à ces méthodes, des approximations de (4.35) dans le cas de géométries simplifiées.

En utilisant les facteurs de formes, les flux incidents solaire S_i^\downarrow et infra-rouge L_i^\downarrow , les

flux sortants solaire S_i^\uparrow et infra-rouge L_i^\uparrow et les flux nets solaire S_i^* et infra-rouge L_i^* s'expriment alors pour toute surface i :

$$S_i^\downarrow = f_{o_i} S_{Dc_i} + S_{da_i} + S_{de_i} \quad (4.36a)$$

$$S_i^\uparrow = \alpha_i (f_{o_i} S_{Dc_i} + S_{da_i} + S_{de_i}), \quad (4.36b)$$

$$\begin{aligned} S_i^* &= S_i^\downarrow - S_i^\uparrow \\ &= (1 - \alpha_i)(f_{o_i} S_{Dc_i} + S_{da_i} + S_{de_i}), \end{aligned} \quad (4.36c)$$

avec :

$$S_{de_i} = \sum_{j \neq i} \alpha_j F_{ij} (f_{o_j} S_{Dc_j} + S_{da_j} + S_{de_j}). \quad (4.36d)$$

S_{Dc_i} étant le flux solaire direct reçu par toute surface i d'inclinaison quelconque, f_{o_i} le facteur d'ombre pour la surface i , S_{da_i} le flux solaire diffus par l'atmosphère reçu par la surface i , S_{de_i} le flux reçu de l'environnement et α_j l'albedo de la surface j .

$$L_i^\downarrow = L_{a_i} + L_{e_i}, \quad (4.37a)$$

$$L_i^\uparrow = \epsilon_i \sigma T_i^4 + (1 - \epsilon_i)(L_{a_i} + L_{e_i}), \quad (4.37b)$$

$$\begin{aligned} L_i^* &= L_i^\downarrow - L_i^\uparrow \\ &= \epsilon_i (L_{a_i} + L_{e_i}) - \epsilon_i \sigma T_i^4, \end{aligned} \quad (4.37c)$$

avec pour tout j :

$$L_{a_i} = F_{i,sk} \epsilon_{sk} \sigma T_{sk}^4 \quad (4.37d)$$

$$L_{e_i} = \sum_{j \neq i} F_{ij} [\epsilon_j \sigma T_j^4 + (1 - \epsilon_j)(L_{a_j} + L_{e_j})]. \quad (4.37e)$$

L_{a_i} et L_{e_i} étant les flux de grande longueur d'onde reçus de l'atmosphère et de l'environnement par la surface i , $F_{i,sk}$ le facteur de ciel (représentant la fraction du rayonnement venant du ciel qui atteint la surface i), T_j et T_{sk} les températures de la surface j et de l'atmosphère, ϵ_j et ϵ_{sk} l'émissivité de la surface j et l'émissivité effective de l'atmosphère.

4.2 Bilan d'énergie dans la Couche Limite Urbaine

Avant de décrire les spécificités du bilan d'énergie des surfaces urbaines, nous décrivons, à titre comparatif, celui des surfaces rurales.

4.2.1 Bilan d'énergie des surfaces rurales

En milieu rural, le bilan d'énergie s'écrit (e.g. Oke, 1987) :

$$Q^* = Q_H + Q_{LE} + \Delta Q_S, \quad (4.38)$$

avec

- . Q^* le rayonnement net,
- . Q_H le flux de chaleur sensible,
- . Q_{LE} le flux de chaleur latente,
- . ΔQ_S le flux de stockage dans le sol.

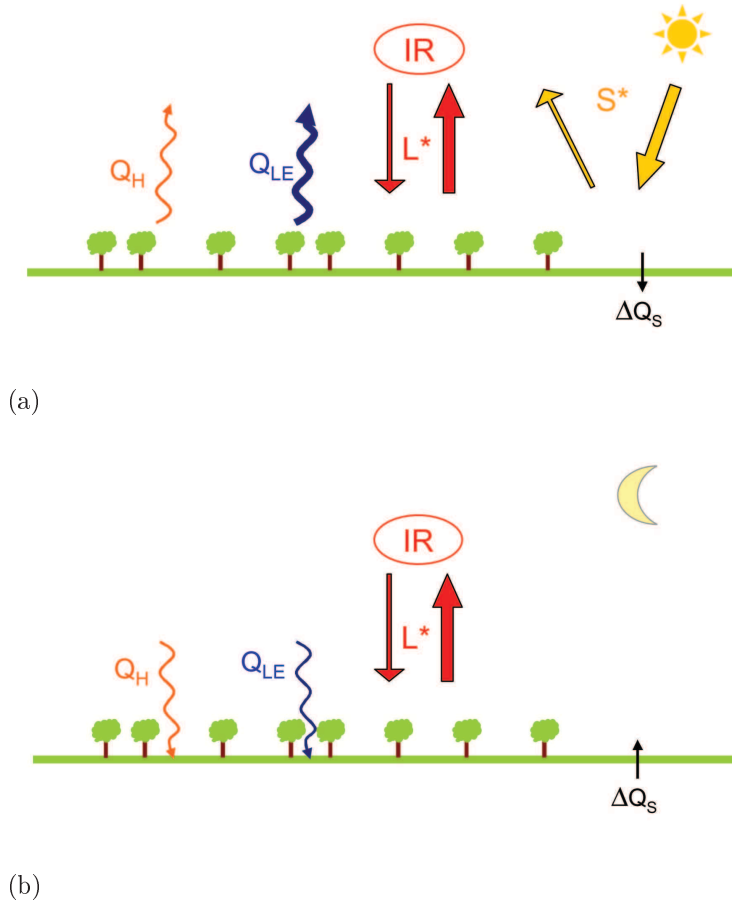


FIG. 4.5: Schéma du bilan d'énergie pour le milieu rural, avec S^* le rayonnement solaire net, L^* le rayonnement net infrarouge, Q_H le flux de chaleur sensible, Q_{LE} le flux de chaleur latente et ΔQ_S le flux de stockage dans le sol, a) le jour, b) la nuit.

Pendant le jour (Figure 4.5a), le rayonnement net Q^* comprend le rayonnement net solaire S^* et le rayonnement net thermique L^* :

$$Q^* = S^* + L^*, \text{ avec} \quad (4.39a)$$

$$\begin{aligned} S^* &= S^\downarrow - S^\uparrow \\ &= (1 - \alpha)(S_D + S_{da}), \end{aligned} \quad (4.39b)$$

$$\begin{aligned} L^* &= L^\downarrow - L^\uparrow \\ &= \epsilon L_a - \epsilon \sigma T^4. \end{aligned} \quad (4.39c)$$

avec S_D et S_{da} les flux solaires direct et diffus incidents, L_a le flux de grande longueur d'onde incident et α et ϵ l'albédo et l'émissivité de la surface. La température du sol étant supérieure à celle de l'air, le flux de chaleur sensible Q_H est positif et contribue à chauffer l'air. A cause de l'évaporation, le flux de chaleur latente Q_{LE} est également positif. Le stockage dans le sol ΔQ_S est faible et négatif.

Pendant la nuit (Figure 4.5b), le bilan radiatif est modifié. En effet, le rayonnement net Q^* ne comprend plus que le rayonnement net de grande longueur d'onde L^* . Le refroidissement par rayonnement infra rouge abaisse la température du sol qui devient inférieure à celle de l'air. Le flux de chaleur sensible Q_H est alors négatif et contribue au refroidissement de l'air. A cause de la condensation, le flux de chaleur latente Q_{LE} est négatif, à l'origine du flux de rosée. Le stockage ΔQ_S devient positif (déstockage) mais reste faible.

4.2.2 Bilan d'énergie en milieu urbain

En raison de la grande hétérogénéité du milieu urbain, des différents matériaux (avec des propriétés thermiques et de stockage différentes) et de son caractère tridimensionnel le bilan d'énergie est différent de celui observé pour les surfaces rurales.

Nous avons montré qu'il fallait tenir compte pour le flux solaire global d'une composante supplémentaire provenant des multi-réflexions sur les différentes surface urbaines (toits, rues, murs) (Equation (4.9)). Si pour certaines surfaces, le flux solaire incident est ainsi accru à certains moments de la journée, pour d'autres, il est diminué à cause des effets d'ombre portée par les bâtiments. En outre, les multi-réflexions piègent le flux de

grande longueur d'onde, diminuant, la nuit, le refroidissement des surfaces par rayonnement infrarouge.

Le flux de chaleur latente est très inférieur en ville. En effet, en ville, l'eau ruisselle sur les surfaces imperméables et est évacuée par les égouts, au lieu de s'infiltrer puis de s'évaporer comme c'est le cas pour les surfaces rurales. De plus, la végétation étant souvent peu présente, l'évapotranspiration est beaucoup plus faible en ville qu'à la campagne.

La diversité et les propriétés spécifiques des matériaux urbains modifient également le stockage. Enfin, il faut ajouter un flux supplémentaire, le flux anthropique Q_F , qui rend compte de l'activité humaine : trafic, productions industrielles, chauffage. Le flux anthropique peut être localement très important, mais prend généralement des valeurs faibles (Grimmond et Oke, 1995).

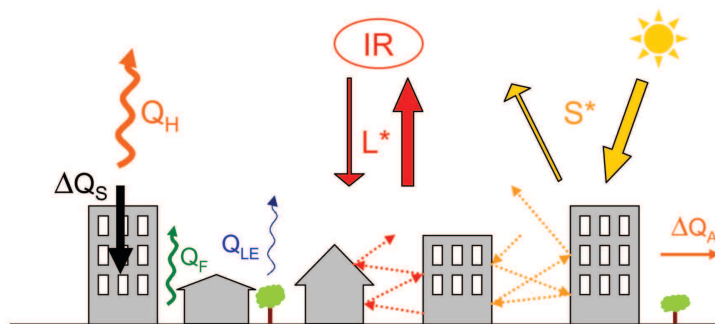
Le bilan radiatif en milieu urbain s'écrit (Oke, 1987) :

$$Q^* + Q_F = Q_H + Q_{LE} + \Delta Q_S + \Delta Q_A. \quad (4.40)$$

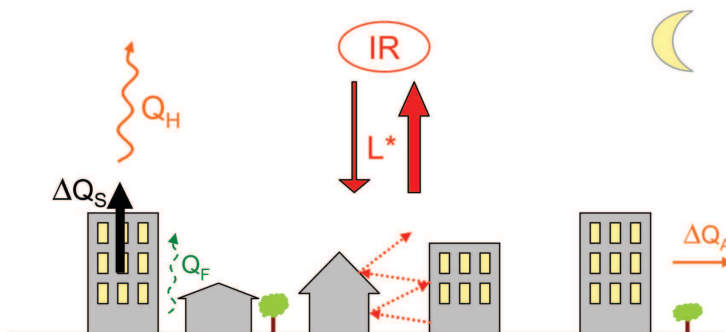
où ΔQ_A est le flux horizontal de chaleur (ou flux advectif), ce terme étant cependant faible, en particulier pour les villes étendues horizontalement. **Pendant le jour** (Figure 4.6a), le flux de chaleur sensible est fort et le chauffage de l'air au-dessus des villes est important. Une meilleure capacité des matériaux urbains à stocker l'énergie induit un stockage ΔQ_S plus important en ville qu'à la campagne.

Pendant la nuit (Figure 4.6b), le déstockage de l'énergie emmagasinée pendant la journée est important. En outre, le refroidissement des surfaces par rayonnement infrarouge est diminué par le piégeage radiatif et après le coucher du soleil, le refroidissement des surfaces rurales est beaucoup plus rapide que celui des surfaces urbaines (Nunez et Oke, 1977). Ces deux effets contribuent à alimenter le flux de chaleur sensible qui peut rester positif la nuit en ville (Oke et al. 1999).

Dans le bilan d'énergie (4.40), le flux anthropique Q_F est souvent omis : il est en effet considéré comme faible dans les zones résidentielles et est souvent inclus dans d'autres termes (Grimmond et Oke, 2002; Masson, 2000). Si le flux de chaleur latente Q_{LE} est



(a)



(b)

FIG. 4.6: Schéma du bilan d'énergie pour le milieu urbain, avec S^* le rayonnement solaire net, L^* le rayonnement net infrarouge, Q_F le flux anthropique, Q_H le flux de chaleur sensible, Q_{LE} le flux de chaleur latente, ΔQ_A le flux horizontal de chaleur et ΔQ_S le flux de stockage dans le sol., a) le jour, b) la nuit.

un terme important pour les surfaces rurales, le peu de végétation et le ruissellement en milieu urbain le rendent également négligeable (Arnfield et Grimmond, 1998 ; Masson, 2000). Enfin Masson et al. (2002) montrent que des mesures de flux permettent également d'omettre le flux d'advection horizontal ΔQ_A pour les villes étendues. Ainsi, le bilan d'énergie (4.40) est souvent simplifié en (e.g. Pearlmutter et al. 2004) :

$$Q^* = Q_H + \Delta Q_S, \quad (4.41)$$

qui illustre alors les deux effets principaux décrits précédemment pour les bilans diurne et nocturne.

La formulation du bilan d'énergie en milieu urbain est avant tout un problème d'échelle à laquelle on veut l'étudier et les approximations décrites précédemment peuvent différer selon que l'on s'intéresse à l'échelle de la rue, d'un quartier ou de toute une agglomération urbaine. Ainsi, si Arnfield (2003) écrit le bilan d'énergie (4.40) pour un paysage urbain dans sa totalité, il propose une formulation quelque peu différente pour le bilan d'énergie sur une surface constitutive de l'espace urbain (façade d'un immeuble, espace vert ou toit) :

$$Q^* = Q_H + Q_{LE} + Q_G, \quad (4.42)$$

où Q_G est le flux conductif dans le matériau qui constitue la surface (il peut cependant être noter que Q_G peut être assimilé au terme de stockage/ stockage ΔQ_s de (4.40).

4.2.3 L'îlot de chaleur urbain

L'îlot de chaleur urbain reste le phénomène le plus étudié dans le domaine de la climatologie urbaine et est l'illustration la plus connue de la différence entre les climats urbains et ruraux. Il est caractérisé par une température de l'air en milieu bâti supérieure à celle observée en milieu rural. De nombreuses observations de l'évolution temporelle de l'îlot de chaleur urbain mettent en évidence que le phénomène est plus prononcé la nuit que le jour (e.g. Kim et Baik, 2004). Nous avons souligné précédemment, qu'à la tombée de la nuit, le refroidissement par rayonnement infrarouge des surfaces rurales était beaucoup plus rapide que celui des surfaces urbaines : l'îlot de chaleur urbain est ainsi plus prononcé quelques heures après le coucher du soleil. Le phénomène est favorisé par des vents faibles,

des conditions anticycloniques stables et de ciel clair. La différence de température peut alors atteindre une dizaine de degrés (Oke, 1987). Il diminue néanmoins dès la levée du jour. En effet, à cause des effets d'ombres, les surfaces urbaines se réchauffent beaucoup moins vite que les surfaces rurales et la différence de températures s'atténue.

Si un gradient de température existe à l'intérieur même des villes, caractéristique des différences de densité et de l'inhomogénéité des surfaces (par exemple la présence ou l'absence d'espaces verts), il est surtout important à la périphérie des villes, marquant la transition rural/urbain. En outre, le gradient de température est lié à la taille de la ville : Oke (1987) établit en effet que, pour des conditions de vents faibles et de ciel clair, le gradient maximal est proportionnel au logarithme du nombre d'habitants. Il montre ainsi également que même les villages ou de petits groupes de bâtiments induisent un effet de chaleur urbain, cet effet semblant plus marqué pour les villes des Etats-Unis que pour les villes européennes.

L'îlot de chaleur urbain peut induire des changements atmosphériques. Ainsi Lemonsu et Masson (2002) montrent que, dans des conditions anticycloniques, une brise urbaine se développe au-dessus de Paris, en réponse à la modification de la couche limite atmosphérique. Troude et al. (2002) étudient l'influence des effets urbains, lors de la campagne ECLAP à Paris. L'îlot de chaleur urbain peut aussi interagir avec les brises de mer. Il peut en outre avoir des conséquences sur la santé, en témoigne l'excès de mortalité dans les agglomérations urbaines lors de la canicule de l'été 2003 en France.

Arnfield (1982 et 2003) souligne que le phénomène îlot de chaleur urbain peut être interprété à différentes échelles et que les processus à prendre en compte diffèrent si l'on travaille à l'échelle de la couche limite urbaine (CLU) ou à l'échelle de la canopée. (Il peut être noté à cette occasion que la distinction entre CLU et canopée urbaine a été originellement appliquée par Oke en 1976 aux études de l'îlot de chaleur urbain et est aujourd'hui utilisée pour tout type d'étude de climatologie ou météorologie urbaine. (Arnfield, 2000).

Arnfield (2000) souligne également qu'il existe plusieurs types d'îlot de chaleur. En effet, si pendant longtemps il a été défini et observé comme un excès de la température de l'*air* dans les villes, de nombreuses études s'intéressent aujourd'hui aux températures de *surface*. Ainsi les observations des températures des toits, des façades ou des rues per-

mettent une autre définition du phénomène d'îlot de chaleur urbain. Si l'évolution spatiale et temporelle des températures de surface a des similitudes avec celle de la température de l'air, elle ne sont pas toujours corrélées. En effet, la température de surface est beaucoup plus influencée par la géométrie urbaine et en particulier les facteurs de ciel et les ombres portées. Aujourd'hui se développent de nombreuses études théoriques et expérimentales afin d'évaluer les températures de surface, une thématique émergente depuis quelques années étant l'interprétation des mesures par télédétection (satellitaires, par avion ou d'appareils fixes). Ainsi, Voogt et Oke (1997) distinguent différentes définitions pour le terme 'température de surface urbaine' (complète, au niveau du sol, au niveau des toits, vue du ciel, à la hauteur de déplacement de la canopée) et utilisent des mesures radiatives pour estimer la température de surface 'complète'; Voogt et Oke (2003) font une revue de l'utilisation des mesures radiatives par télédétection pour l'étude du climat urbain et en particulier de l'îlot de chaleur urbain; Soux et al. (2004) présente le modèle SUM, qui permet de calculer ce qu'un capteur 'voit' de la surface urbaine.

4.3 Modélisation du bilan d'énergie en milieu urbain

A l'instar de la modélisation de la dispersion et des écoulements atmosphériques en milieu urbain, la modélisation du bilan d'énergie et la prise en compte des effets radiatifs dépend des applications et de l'échelle à laquelle on étudie les phénomènes. Les différentes applications requièrent en effet une représentation de la canopée urbaine plus ou moins détaillée et un degré de complexité des phénomènes modélisés plus ou moins grand. Les modèles les plus simples sont les modèles empiriques (pour des applications dans la sous-couche inertielle) et les plus complexes sont les modèles tridimensionnels avec résolution explicite des bâtiments (pour les applications à micro échelles à l'intérieur de la canopée). Comme évoqué dans le Chapitre 2, les différentes approches ne doivent pas être décorrélées, les modèles de plus petite échelle pouvant être des outils précieux pour paramétriser ceux de plus grande échelle. Nous décrivons ici différentes approches pour modéliser le bilan d'énergie en milieu urbain, en nous inspirant de la classification proposée par Masson (2006).

4.3.1 Modèles empiriques

Les modèles empiriques les plus simples (et historiquement les plus anciens) sont ceux qui approximent la surface urbaine par une seule surface caractérisée par des paramètres spécifiques. Ross et Oke (1988) comparent ainsi trois modèles unidimensionnels qui modélisent les flux de chaleur sensible, de chaleur latente et de stockage par des relations flux-gradients.

D'autres modèles empiriques plus complexes utilisent des relations statistiques issues des observations afin d'évaluer les flux de chaleur moyennés sur tout le volume de la canopée. Un exemple d'un tel modèle semi-empirique est le modèle LUMPS (Local Scale Urban Meteorological Parameterization Scheme) de Grimmond et Oke (2002). Ce modèle nécessite peu de données d'entrée (paramètres météorologiques standards, la connaissance des différents types de surfaces urbaines (bâtiments, espaces verts...) et les caractéristiques morphologiques de ces surfaces) et évalue, pour chaque type de surface, les flux de stockage/déstockage ΔQ_S , le flux de chaleur sensible Q_H et le flux de chaleur latente Q_{LE} par des relations empiriques, à partir du rayonnement net Q^* : le stockage/ déstockage ΔQ_S est déterminé en utilisant le modèle OHM (Objective Hysteresis Model) de Grimmond et al. (1991) qui paramétrise ΔQ_S en fonction du flux radiatif net Q^* , de différents coefficients propres à chaque type de surface et de la fraction de chaque surface ; les flux de chaleur sensible et latente Q_H et Q_{LE} sont alors déterminés à partir du flux $(Q^* - \Delta Q_S)$, de paramètres physiques de l'atmosphère et de coefficients empiriques.

Le modèle LUMPS a été évalué avec les observations de sept villes aux Etats Unis et montre de meilleurs résultats que d'autres modèles.

Récemment, le modèle LUMPS a été adapté en un modèle plus complexe, le modèle GLUMPS (Gridded version of LUMPS) (Offerle et Grimmond, 2006) : la description spatiale est plus détaillée, le nombre de paramètres d'entrée est plus important, le modèle prend en compte plus de paramètres physiques (humidité des surfaces, humidité et températures de toute la colonne d'air, pseudo-advection...).

4.3.2 Modèles urbains adaptés de modèles ruraux

Une approche pour modéliser les bilans d'énergie en milieu urbain est d'adapter des modèles ruraux. Ainsi le modèle urbain SM2-U, est une adaptation du modèle rural ISBA (Noilhan et Planton, 1989). Dans sa version originale (Dupont, 2001), SM2-U détermine la température moyenne de la canopée et les flux de chaleur moyens entre la canopée et l'atmosphère, en utilisant une approche de rugosité (version RA-SM2-U).

Il est composé d'un modèle de sol à trois couches et d'un modèle de canopée monocouche, pour lequel sept types de surfaces sont définis. Le piégeage du rayonnement à l'intérieur des rues canyons est modélisé par un albédo effectif de la rue et dans des quartiers de forte densité, les surfaces pavées sont assimilées à des rues canyon caractérisées par une température et des flux de chaleur effectifs. La spécificité de ce modèle, est de prendre en compte à la fois les échanges de flux urbains et végétaux (ce qui est rare dans les modèles urbains). SM2-U a été, entre autres, couplés avec le modèle atmosphérique SUBMESO de l'Ecole Centrale de Nantes (Leroyer et al., 2004).

4.3.3 Modèles de canopée urbaine

Les modèles de canopée urbaine ont été généralement développés afin d'être implémentés dans des modèles méso-échelle. Ils modélisent les flux de chaleur à l'intérieur de la canopée (c'est-à-dire en dessous du niveau des toits), en distinguant les bilans radiatifs des murs, des rues et des toits et en tenant compte de l'interaction entre ces différents types de surfaces. On peut distinguer parmi ces modèles les modèles monocouche et les modèles multicouches.

Dans les modèles monocouche, les échanges entre la surface urbaine et l'atmosphère ne se font qu'au sommet de la canopée. La majorité de ces modèles utilisent comme unité de surface urbaine la rue canyon. Parmi ces modèles, on peut distinguer les modèles bidimensionnels et tridimensionnels.

Modèles monocouche bidimensionnels

Un exemple de modèle 2D de rue canyon est le modèle d'Arnfield (1982) qui estime les bilans d'énergie pour toutes les surfaces de la rue canyon (murs, rues et toits) en

fonction des propriétés des matériaux. Les propriétés géométriques et radiatives sont supposées constantes le long du canyon. Le modèle calcule les facteurs de formes (Section 4.1.4) en fonction du rapport d'aspect H/W de la rue canyon et prend en compte les multi-réflexions sur les différentes surfaces. Voogt et Oke (1991) valide ce modèle avec des mesures de flux de grande longueur d'onde dans un modèle de rue canyon construit à partir de blocs de bétons.

Harman (2003) et Harman et al. (2004) proposent également une approche de rue canyon 2D. Le modèle distingue quatre types de surfaces : les deux murs, la rue et le ciel (sk). Il évalue les facteurs de forme F_{ij} entre chaque type de surface en fonction du rapport d'aspect H/W du canyon. Le flux net de grande longueur d'onde Q_i pour chaque type de surface i tient compte du flux émis par les autres surfaces $j \neq i$ et est alors approximé par :

. En négligeant toute réflexion :

$$Q_i^0 = \epsilon_i \sum_j F_{ij} (\Omega_j + (1 - \epsilon_j) F_{j\ sk} L_a) - \Omega_i \quad (4.43)$$

. Dans l'hypothèse d'une réflexion :

$$Q_i^1 = \epsilon_i \sum_j F_{ij} (\Omega_j + (1 - \epsilon_j) \sum_k F_{jk} (\Omega_k + (1 - \epsilon_k) F_{k\ sk} L_a)) - \Omega_i \quad (4.44)$$

avec Ω_i le flux émis par la surface i :

$$\Omega_i = \epsilon_i \sigma T^4 \quad \text{si } i \neq sk \quad (4.45a)$$

$$\Omega_i = L_\downarrow \quad \text{si } i = sk \quad (4.45b)$$

L_a étant le flux atmosphérique de grande longueur d'onde.

Modèles monocouche tridimensionnels

Un exemple de modèle tridimensionnel est le modèle TEB (Town Energy Balance) (Masson, 2000), qui a été développé pour être implémenté dans le modèle atmosphérique Mésoscale-NH de Météo France. Ce modèle garde une géométrie simplifiée puisqu'il ne considère que trois types de surfaces : la rue, les murs et les toits. Il tient compte cependant de l'orientation des rues, en moyennant les flux radiatifs sur toutes les directions. L'objectif

du modèle est de rester le plus général possible afin de pouvoir être appliqué à n'importe quelle ville.

TEB distingue pour chaque type de surface, la proportion de parties sèches, humide et recouverte de neige et établit un bilan d'énergie pour chacune de ces parties. Le rayonnement net de grande longueur d'onde pour les surfaces de la rue canyon (murs et sol) est calculé en faisant l'hypothèse d'une seule réémission et en calculant le facteur de forme entre le ciel et le sol et le facteur de forme entre le ciel et les murs à partir du rapport d'aspect H/W de la rue. Le flux solaire direct reçu par les murs et le sol est calculé en tenant compte de l'orientation du soleil et des ombres portées, puis moyenné sur toutes les directions. Pour chaque type de surface, les flux nets de courte longueur d'onde sont alors calculés, en résolvant un système géométrique pour un nombre infini de réflexions. Le stockage est évalué par un modèle de conduction à trois couches (pouvant prendre en compte l'isolation des bâtiments). Les flux de chaleur sensible et latente sont estimés par un modèle de résistance aérodynamiques.

Le modèle a été validé sur des cas simples (Masson, 2000) aussi bien que sur des sites urbains réels (Masson et al., 2002 ; Lemonsu et al. 2004).

D'autres approches de canopées monocouche tridimensionnelles tiennent compte des différentes orientations des rues, en considérant toujours trois types de surfaces (murs, toits et rues) mais en modélisant la canopée par des alignements de cubes : Mills (1997a et b), Kanda et al. (2005a et b).

Modèles de canopée multi-couches

Les modèles de canopée multicouches utilisent également une approche rue canyon mais les propriétés de l'air (comme la température ou le vent) sont calculés à plusieurs niveaux à l'intérieur de la canopée. Ainsi, le modèle de Martilli et al. (2002) permet plusieurs hauteurs de bâtiments et pour chaque paroi, évalue de bilan d'énergie pour différents niveaux à l'intérieur de la canopée. Le modèle DA-SM2-U utilise une approche force de traînée pour représenter les effets dynamiques et turbulents des bâtiments et une version modifiée du modèle SM2-U (appelée SM2-U (3D)) qui calcule à chaque niveaux de la canopée les flux de chaleur sensible et latente, en tenant compte du piégeage du

rayonnement et des effets d'ombre portée (Dupont et al., 2004).

4.3.4 Modèles tridimensionnels avec résolution explicite des bâtiments

Cette catégorie de modèles permet les études les plus détaillées à l'intérieur de la canopée. Chaque surface urbaine est maillée et le bilan d'énergie est calculé pour chaque élément du maillage. Ces modèles permettent ainsi de paramétrer avec précision les propriétés des différentes surfaces et de définir de nombreux types de géométries.

Le modèle TUF-3D (Temperature of Urban Facets in 3-D) (Krayenhoff, 2005) est un modèle 3D micro-échelle destiné à évaluer le bilan d'énergie et la distribution des températures pour des surfaces urbaines tridimensionnelles. Ces surfaces sont cependant limitées dans leur orientation et ne peuvent être qu'horizontales ou verticales. TUF 3-D est composé d'un modèle de rayonnement, de conduction et de convection. Le modèle radiatif repose sur le calcul des facteurs de formes et facteurs d'ombre pour chaque facette du maillage. Le modèle de conduction est un modèle de conduction multi-couches. Le modèle a été évalué sur des cas simples et des sites urbains réels et couplé au modèle SUM (Soux et al. 2004) afin de modéliser l'anisotropie thermique des milieux urbains.

Le modèle SOLENE (Miguet et Groleau, 2002) permet une représentation plus fidèle de la morphologie d'un quartier. Il permet de simuler en détails l'ensoleillement, le rayonnement et les échanges thermiques pour n'importe quel modèle géométrique tridimensionnel (Figure 4.7). Le modèle place la scène à modéliser au centre d'une voûte céleste de rayon infini, qui prend en compte l'anisotropie du rayonnement solaire diffus, selon le modèle de Perez (1993). Pour chaque élément de la géométrie, il détermine alors les flux incidents solaires et thermiques, en calculant les facteurs de formes et les fonctions de ciel et en tenant compte des effets de masque engendrés par la géométrie. Les températures de parois sont évaluées par un modèle multicouche. Le modèle a, entre autres, été comparé à des mesures de flux radiatifs et de température de parois effectués à Nantes (Vachon, 2001) et Strasbourg (Ringebach, 2004).

Enfin, d'autres auteurs utilisent également un maillage tridimensionnel des bâtiments, avec des géométries plus ou moins complexes : Bozonnet et al. (2004) qui introduisent

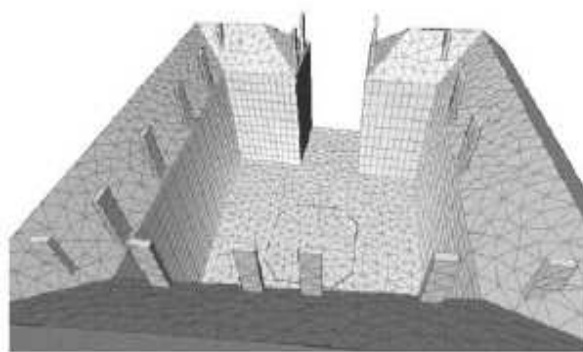


FIG. 4.7: Exemple de géométrie utilisé par le modèle SOLENE (Miguet et Groleau, 2002)

une méthode de radiosité pour modéliser les échanges entre les surfaces, Pignolet-Tardan et al.(1997) qui couplent leur modèle urbain de température Codyflow au modèle de CFD FLUENT pour prendre en compte la contribution aérolitique du milieu, Glockner (2000) et Glockner et al.(1999) qui ont implémenté un schéma radiatif dans le code de CFD Aquilon,

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les processus physiques mis en jeu dans le rayonnement atmosphérique et plus particulièrement en milieu urbain. Dans l'atmosphère, les études séparent le rayonnement de courte longueur d'onde et de grande longueur d'onde. Nous avons alors exposé les caractéristiques de ces rayonnements et quelques modèles pour calculer les flux radiatifs servant de conditions aux limites pour les modèles radiatifs urbains. Dans les villes, il est de plus nécessaire de prendre en compte les multi-réflexions sur les surfaces. Nous avons alors présenté différentes manières de les modéliser.

Les surfaces urbaines sont différentes des surfaces rurales et le bilan énergétique s'en trouve modifié. L'illustration de cette différence entre les deux types de surfaces est l'îlot de chaleur urbain. J'ai recensé dans ce chapitre quelques modèles existants pour modéliser le bilan énergétique dans les villes et je présente dans le chapitre suivant l'approche que nous avons choisie pour implémenter un modèle radiatif adapté à la géométrie complexe dans le modèle *Mercury*.

Chapitre 5

Nouveau schéma radiatif pour la modélisation en milieu bâti

Introduction

J’ai rappelé dans le Chapitre 4 les spécificités du rayonnement atmosphérique en milieu urbain et les phénomènes physiques qui doivent être pris en compte dans un schéma radiatif en milieu bâti. J’ai également fait la revue de quelques approches existantes pour les modéliser. L’objet de ce chapitre est de présenter le nouveau schéma radiatif que nous avons implémenté dans le code de CFD *Mercure*.

Dans une première section, je décrirai le modèle de rayonnement atmosphérique en milieu non complexe du code *Mercure*, d’une part en tant qu’exemple d’un modèle de rayonnement complet et d’autre part parce qu’il pourra être couplé au nouveau schéma par les conditions aux limites. Je détaillerai ensuite les raisons qui nous ont guidé pour le choix du nouveau schéma avant de le présenter en détails. Enfin, je présenterai des cas de validation du nouveau modèle ainsi que les perspectives d’étude et de développement qu’il permet maintenant.

5.1 Modèle radiatif atmosphérique de *Mercury* en milieu non bâti

Le principe du modèle atmosphérique radiatif en milieu non bâti du modèle *Mercury*, est présenté dans la revue de Stephens (1984). Il résout l'équation des transferts radiatifs sur la verticale pour le rayonnement terrestre de grande longueur d'onde et le rayonnement solaire (Musson-Genon, 1987, 1993 et 1994).

5.1.1 Paramétrisation du rayonnement terrestre de grande longueur d'onde

Par ciel clair

Comme nous l'avons évoqué dans le Chapitre 4, la paramétrisation du rayonnement thermique de grande longueur d'onde nécessite la description des effets de l'absorption et de l'émission par l'ozone, par les molécules d'eau et ses dimères, par le CO₂ et enfin par les gouttes de nuage. L'équation du transfert radiatif dans l'atmosphère peut s'écrire en décomposant le flux radiatif en flux montant L_u et flux descendant L_d . Pour une altitude z , ces flux s'expriment :

$$L_u(z) = \int_0^\infty \pi B_\nu(0) \tau_\nu^f(z, 0) d\nu + \int_0^\infty \int_0^z \pi B_\nu(z') \frac{\partial \tau_\nu^f(z, z')}{\partial z'} dz' d\nu \quad (5.1a)$$

$$L_d(z) = \int_0^\infty \int_z^\infty \pi B_\nu(z') \frac{\partial \tau_\nu^f(z, z')}{\partial z'} dz' d\nu \quad (5.1b)$$

avec ν la fréquence, $B_\nu(z)$ la fonction de Planck (4.2) pour la fréquence ν et l'altitude z , et $\tau_\nu^f(z, z')$ la fonction de transmission-diffusion entre les altitudes z et z' intégrée sur les différentes directions, donnée par :

$$\tau_\nu^f(z, z') = 2 \int_0^1 \tau_\nu(z, z', \mu) \mu d\mu, \quad (5.2)$$

où $\mu = \cos(Z)$ est le cosinus de l'angle zénithal et $\tau_\nu(z, z', \mu)$ est donné par :

$$\tau_\nu(z, z', \mu) = \exp\left[-\frac{1}{\mu} \int_{u(z)}^{u(z')} k_\nu(P, T) du\right], \quad (5.3)$$

avec $k_\nu(P, T)$ le coefficient d'absorption et u la concentration du gaz absorbant entre z et z' .

La méthode consiste alors à :

- intégrer (5.3) selon le chemin optique, en faisant l'approximation d'échelle (qui consiste à supposer que le coefficient d'absorption est séparable en deux facteurs, l'un dépendant de la fréquence et l'autre de la pression et de la température),
- intégrer (5.2) suivant l'angle zénithal, en approximant τ_ν^f à l'aide du facteur de diffusion,
- intégrer (5.1) suivant les intervalles de fréquence (en considérant l'absorption moyenne sur le spectre considéré) et suivant la verticale.

On obtient alors, en tenant compte que la surface terrestre n'émet pas comme un véritable corps noir et que l'atmosphère est isotherme au-delà de $z_t=11000\text{m}$:

$$L_u(z) = (1 - \epsilon(0, z))(1 - \epsilon_g)(L_d(0) - \sigma T_s^4) + \sigma T_s^4 + \int_0^z \epsilon(z, z') \frac{\partial \sigma T^4(z')}{\partial z'} dz', \quad (5.4a)$$

$$L_d(z) = \int_z^{z_t} \sigma T^4(z') \frac{\partial \epsilon(z, z')}{\partial z'} dz' + \epsilon(z, \infty) \sigma T^4(z_t) \quad (5.4b)$$

avec ϵ_g l'émissivité du sol, T_s la température de la surface, et $\epsilon(z, z')$ la fonction d'émissivité donnée par :

$$\epsilon(z, z') = \int_0^\infty (1 - \tau_\nu(z, z')) \pi \frac{\partial B_\nu(T(z'))}{\partial \sigma T^4(z')} d\nu. \quad (5.5)$$

L'équation (5.4) permet alors de déterminer le refroidissement des couches atmosphériques, lié à la divergence du flux net $L = L_d - L_u$ par :

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = - \left(\frac{\theta}{T} \right) \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial L}{\partial z}, \quad (5.6)$$

où θ est la température potentielle.

L'équation (5.4) permet également de déterminer le flux descendant à la surface (nécessaire dans les bilans d'énergie de la surface) :

$$L_d(0) = - \int_0^z \epsilon(z, z') \frac{\partial \sigma T^4(z')}{\partial z'} dz' + \epsilon(0, \infty) \sigma T^4(z_t). \quad (5.7)$$

Reste alors à définir les différentes fonctions d'émissivité $\epsilon(z, z')$ pour les gaz considérés (les aérosols étant mis à part). L'émissivité totale s'exprime par la somme des contributions de chacun des absorbants (en tenant compte des effets multiplicatifs liés à la superposition des bandes de certains absorbants). Elle peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned}\epsilon_{gaz}(z, z') &= \epsilon_{H_2O}(u_{H_2O}) + \epsilon_{CO_2}(u_{CO_2})\tau_{15\mu}(u_{H_2O}) \\ &\quad + \epsilon_{dim}(u_{dim})\tau_w(u_{H_2O}) + \epsilon_{O_3}(u_{O_3}),\end{aligned}\tag{5.8}$$

où u_{H_2O} , u_{CO_2} , u_{H_2O} , u_{dim} sont les quantités équivalentes d'absorbants pour l'eau, le dioxyde de carbone, les dimères et l'ozone qui peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$U_\alpha = \int_z^{z'} \rho_\alpha q_\alpha \left(\frac{P_0}{P} \right)^n \left(\frac{T_0}{T} \right)^{n/2}, \tag{5.9}$$

n variant suivant les absorbants considérés. De nombreuses formulations analytiques ont été proposées dans la littérature pour les formules d'émissivité.

En présence de couches nuageuses

Les nuages sont décrits par leur teneur en eau liquide, qui permet, par un schéma de condensation sous maille, de définir la nébulosité fractionnaire N . Afin de décrire le refroidissement dans les couches nuageuses, le modèle utilise pour l'eau liquide une transmission de type corps gris dont l'effet se juxtapose aux autres absorbants sur l'ensemble du spectre infrarouge. Le coefficient de transmission est exprimé en fonction du contenu en eau liquide et de la nébulosité fractionnaire maximale N_{max} :

$$\epsilon_{tot} = 1 - (1 - \epsilon_{gaz})\tau_{H_2Oliq} \tag{5.10}$$

où τ_{H_2Oliq} est la fonction de transmission pour l'eau liquide $\tau_{H_2Oliq} = (1 - N_{max}) + N_{max} \exp(-kU_{H_2Oliq}/N_{max})$. Les processus de diffusion sont par ailleurs négligés.

5.1.2 Paramétrisation du rayonnement solaire

Par ciel clair

Pour les courtes longueurs d'onde, on observe une séparation assez nette entre la partie du spectre de longueurs d'onde inférieures à $0.7\mu m$ et la partie du spectre de longueurs d'onde supérieures à $0.7\mu m$: l'absorption par l'ozone est prépondérante dans la partie du visible ($0.5\mu m$ - $0.7\mu m$) et de l'ultraviolet ($<0.3\mu m$) tandis que l'absorption par la vapeur d'eau domine dans la partie supérieure du spectre ($0.7\mu m$ - $3\mu m$). Les faibles absorptions par l'O₂ et le CO₂ sont négligés dans les calculs du modèle atmosphérique. En outre, la diffusion de Rayleigh ne domine que pour les plus courtes longueurs d'onde (Stephens, 1984).

L'équation du transfert radiatif pour le solaire à travers une atmosphère non diffusante s'exprime (les effets de diffusion étant par conséquent négligés) :

$$S_d(z, \mu_0) = \mu_0 \int_z^\infty S_\nu(\infty) \tau_\nu(z, \infty, \mu_0) d\nu \quad (5.11)$$

$$(5.12)$$

où $S_\nu(\infty)$ est le flux solaire à la fréquence ν à la limite supérieure de l'atmosphère, μ_0 est le cosinus de l'angle zénithal, τ_ν est la fonction de transmission pour un rayonnement direct parallèle définie par :

$$\tau_\nu(z, \infty, \mu_0) = \exp\left(-\frac{1}{\mu_0} \int_z^\infty k_\nu du\right) \quad (5.13)$$

avec k_ν le coefficient d'absorption et u la concentration de l'absorbant définie le long du chemin optique entre z et la limite supérieure de l'atmosphère.

Les approximations utilisées pour résoudre les intégrales sont équivalentes à celles utilisées précédemment dans le cas du rayonnement thermique. On décompose ensuite le flux solaire en un flux direct descendant S_d de rayonnement parallèle et un flux montant S_u de rayonnement diffus réfléchi par le sol. En intégrant selon la fréquence, on obtient alors :

$$S_d(z, \mu_0) = -\mu_0 S(\infty) \tau(x), \quad (5.14a)$$

$$S_u(z, \mu_0) = \mu_0 \alpha_g S(\infty) \tau(x^*), \quad (5.14b)$$

avec α_g l'albédo de la surface, τ la fonction de transmittivité intégrée sur la fréquence :

$$\tau(z, \infty, \mu_0) = \frac{1}{S(\infty)} \int_z^\infty S_\nu(\infty) \tau_\nu(z, \infty, \mu_0) d\nu, \quad (5.15)$$

et x et x^* les épaisseurs optiques effectives d'absorbants intégrées selon le chemin optique parcouru respectivement par le rayonnement direct et par le rayonnement diffus réfléchi :

$$x = m_r(\mu_0)u(z, \infty), \quad (5.16a)$$

$$x^* = m_r(\mu_0)u(0, \infty) + (u(0, \infty) - u(z, \infty))m, \quad (5.16b)$$

avec m un paramètre moyen de diffusion, m_r un facteur correctif pour prendre en compte la courbure de la terre et $u(z, \infty)$ l'épaisseur d'absorbant actif entre z et la limite supérieure de l'atmosphère. Les fonctions de transmission pour la vapeur d'eau et l'ozone sont évaluées d'après Lacis et Hansen (1974).

Le réchauffement dans les couches atmosphériques peut alors être calculé en le reliant à la divergence verticale du flux solaire radiatif net $S_N(z) = S_u(z) - S_d(z)$:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = - \left(\frac{\theta}{T} \right) \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial S_N}{\partial z}, \quad (5.17)$$

En présence de couches nuageuses

La paramétrisation du rayonnement solaire en présence de couches nuageuses nécessite la prise en compte de la juxtaposition des effets d'absorption-diffusion par la vapeur d'eau et par les gouttelettes de nuages. Les processus de diffusion multiple sont résolus par la méthode d'addition des couches adjacentes et l'interaction entre la diffusion multiple et l'absorption moléculaire est prise en compte par la méthode 'k-distribution' (Lacis et Hansen, 1974). Afin de maintenir une cohérence avec la paramétrisation des effets radiatifs dans le domaine infrarouge, le traitement de la nébulosité fractionnaire est introduit dans le schéma de Lacis et Hansen (1974), en pondérant des fonctions de transmission et de réflexion par la nébulosité fractionnaire N .

Ce modèle atmosphérique a été développé pour être couplé avec un modèle de sol en milieu non complexe. Ainsi, s'il est adapté à la partie haute de l'atmosphère, il ne permet pas de prendre en compte la spécificité du rayonnement en milieu bâti, en particulier le

caractère tridimensionnel, l'effet des ombre portées, les multi-réflexions, la réflexion et l'émission pour les surfaces verticales. Nous avons alors développé un nouveau schéma radiatif tridimensionnel, adapté à la géométrie complexe, afin de prendre en compte les effets radiatifs et thermiques dans la canopée urbaine.

5.2 Nouveau modèle radiatif atmosphérique en géométrie complexe

5.2.1 Choix du modèle

Une revue des différentes approches pour modéliser le rayonnement en milieu urbain, révèle qu'elles dépendent essentiellement de l'échelle d'étude et du domaine d'application (Chapitre 4). Le choix du nouveau schéma radiatif a ainsi été guidé par les spécificités de notre domaine d'étude :

- o Nous travaillons à l'échelle de la canopée, à une micro échelle où les bâtiments sont résolus explicitement en trois dimensions.
- o Le modèle doit permettre de prendre un compte une représentation fidèle de la morphologie d'un quartier et pouvoir s'appliquer à n'importe quelle géométrie complexe (induisant potentiellement un nombre important de mailles).
- o Le schéma radiatif doit pouvoir être couplé facilement au modèle dynamique et de dispersion.
- o Le modèle étant destiné dans un premier temps à des études d'investigation détaillées, nous ne sommes pas limités par des contraintes de coûts calcul.

Une première voie pour répondre à ces attentes est un schéma radiatif qui, pour chaque face de bord du domaine urbain, détermine les flux solaires et infra rouge incidents, en évaluant les contributions des autres facettes par l'intermédiaire de **facteurs de formes** (Equations (4.36) et (4.37)). Cette approche, qui est celle largement utilisée dans les schémas radiatifs tridimensionnels avec résolution explicite des bâtiments (Section 4.3.4), a l'avantage d'être précise et peu coûteuse en temps calcul. Elle est en effet précise car, d'une part, l'expression (4.35) qui estime la contribution de chaque autre face est une formulation géométrique et donc exacte et, d'autre part, les méthodes proposées pour évaluer les facteurs de formes (hémisphère de Nusselt ou de l'hémicube de Cohen (Section 4.1.4)) sont également des approches géométriques qui donnent des résultats exacts (aux erreurs de machine près). Elle est en outre peu coûteuse en temps calcul, car l'évaluation

des facteurs de formes ne se fait qu'une seule fois au cours du calcul pour une géométrie donnée.

Néanmoins, le schéma doit pouvoir prendre en compte n'importe quelle géométrie complexe, qui peut induire un nombre de faces de bord important. Si n est le nombre de faces de bord de notre maillage (surfaces urbaines et limites du domaine), le calcul des facteurs de formes et des facteurs de ciel nécessite le stockage dans une matrice de dimensions d'ordre n^2 . Pour certaines de nos applications, le maillage peut atteindre un nombre de faces de bord de l'ordre du million et un problème de capacité mémoire se pose alors (que même des méthodes numériques de type 'matrices creuses' pourraient difficilement résoudre). Une solution pourrait être un maillage différent de celui utilisé pour la dynamique. Nous avons cependant écarté cette approche, afin de rester cohérents avec les méthodes numériques du code *Mercury*.

Ces considérations nous ont mené à considérer une autre approche qui consiste à résoudre l'**équation tridimensionnelle des transferts radiatifs** dans tout le domaine de calcul. Pour cela, nous avons décidé d'adapter à l'atmosphère le modèle de transferts thermiques déjà implémenté dans *Code_Saturne*, pour les problèmes de combustion. Un avantage de cette approche est que le schéma se trouve de fait adapté aux méthodes de résolutions du code et qu'il ne nécessite pas un maillage différent de celui utilisé pour la dynamique. La contribution de chaque facette au rayonnement ne se fait plus par un calcul direct mais par la résolution numérique d'une équation dans le domaine fluide, dont les faces de bord donnent les conditions aux limites. Cela permet de s'affranchir du calcul des facteurs de formes et de ciel et de contourner ainsi le problème de capacité mémoire.

En outre, cette approche permet de déterminer les flux radiatifs non seulement sur les facettes du paysage urbain mais aussi dans chaque maille de l'air entre les bâtiments et de prendre en compte les spécificités du milieu : elle permet en particulier des études en milieu non transparent (à l'instar de la méthode de Monte-Carlo (Section 4.1.4), tout en restant moins coûteuse en temps calcul), comme par exemple dans le cas de la présence de brouillard ou d'un nuage de pollution.

Cette approche présente néanmoins des inconvénients non négligeables. Le premier est qu'elle nécessite la résolution d'un système d'équations, qui, même si le module n'est

pas appelé à chaque pas de temps, augmente de manière conséquente le temps calcul. En outre, elle repose sur une méthode numérique (que nous détaillons dans la section suivante) qui rend cette approche beaucoup moins précise que l'approche facteurs de formes (en raison de la diffusion numérique inhérente au schéma et surtout d'une méthode de résolution par discrétisation angulaire). L'objectif est alors de déterminer si elle permet néanmoins d'atteindre un degré de précision suffisant pour nos applications.

Dans les sections suivantes, nous présentons le schéma de transferts thermiques de *Code_Saturne* et son adaptation au rayonnement atmosphérique.

5.2.2 Le modèle de transfert thermique de *Code_Saturne*

Le module de transfert thermique de *Code_Saturne* a été développé pour traiter certaines modélisations spécifiques, comme la combustion dans les chaudières alimentant les turbines à vapeur ou les chambres de combustion des turbines à gaz. Il permet de traiter les transferts thermiques radiatifs en **milieux gris semi-transparentes non diffusants**, voir **Chapitre 4** et est décrit en détails dans Douce et Méchitoua (2003).

Equation des transferts radiatifs

Pour chaque point du milieu repéré dans l'espace par le vecteur \vec{x} , le rayonnement est décrit par la luminance monochromatique $L_\lambda(\vec{x}, \vec{S})$ (W/m³/sr) qui représente la puissance radiative pour une longueur d'onde λ et une direction de propagation \vec{S} (Section 4.1.1).

L'équation des transferts radiatifs (ETR) décrit alors la variation de $L_\lambda(\vec{x}, \vec{S})$ le long de la direction de propagation, en faisant le bilan des phénomènes d'absorption et d'émission (Figure 5.1) :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial L_\lambda(\vec{x}, \vec{S})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (L_\lambda(\vec{x}, \vec{S}) \vec{S}) = - \underbrace{K_\lambda(\vec{x}) L_\lambda(\vec{x}, \vec{S})}_{\text{absorption}} + \underbrace{K_\lambda(\vec{x}) L_\lambda^o(\vec{x})}_{\text{émission}}, \quad (5.18)$$

avec $K_\lambda(\vec{x})$ le coefficient d'absorption monochromatique, c la célérité de la lumière dans le milieu de propagation et $L_\lambda^o(\vec{x})$ la luminance du corps noir exprimée par la loi de Planck (Equations (4.2) et (4.1)), indépendante de la direction de propagation. La propagation

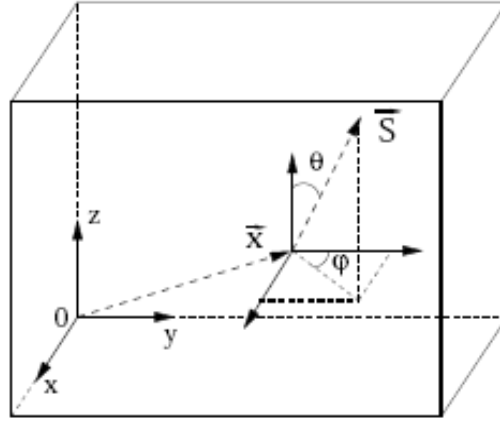


FIG. 5.1: Description du système de coordonnées

du rayonnement étant instantanée par rapport aux autres phénomènes physiques, on peut négliger le premier terme de l'équation pour la suite du calcul.

Dans l'hypothèse d'un milieu gris (voir Section 4.1.1), la luminance et le coefficient d'absorption ne dépendent pas de la longueur d'onde et deviennent des grandeurs moyennées sur le spectre. En intégrant $L_\lambda^o(\vec{x})$ sur l'ensemble du spectre et en l'exprimant avec la loi de Stefan-Boltzmann (Equation(4.3) adaptée à la luminance) l'équation(5.18) s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot (L(\vec{x}, \vec{S}) \vec{S}) = -K(\vec{x})L(\vec{x}, \vec{S}) + K(\vec{x}) \frac{\sigma T_f^4(\vec{x})}{\pi}, \quad (5.19)$$

avec σ la constante de Stefan-Boltzmann (voir Section 4.1.1), $T_f(\vec{x})$ la température de l'air au point considéré.

Le taux d'échauffement

Le taux d'échauffement $S_{rad}(\vec{x})$ (W/m³) est la puissance volumique libérée par le rayonnement au point \vec{x} , qui est le terme source de l'équation de conservation de l'énergie :

$$S_{rad}(\vec{x}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{rad}(\vec{x}), \quad (5.20)$$

avec $\vec{q}_{rad}(\vec{x})$ (W/m²) le vecteur densité de flux radiatif défini par :

$$\vec{q}_{rad}(\vec{x}) = \int_{\Omega=0}^{4\pi} L(\vec{x}, \vec{S}) \vec{S} d\Omega, \quad (5.21)$$

$d\Omega$ étant l'élément d'angle solide qui entoure la direction \vec{S} . En utilisant l'équation (5.19), le taux d'échauffement $S_{rad}(\vec{x})$ s'écrit :

$$S_{rad}(\vec{x}) = \underbrace{\int_{\Omega=0}^{4\pi} K(\vec{x})L(\vec{x}, \vec{S}) d\Omega}_{\text{absorption}} - \underbrace{4K(\vec{x})\sigma T_f^4(\vec{x})}_{\text{émission}}, \quad (5.22)$$

Cette expression du terme source radiatif est l'équivalent de son expression dans l'Equation (5.17), pour un milieu homogène horizontalement.

Densité de flux incident reçu par une paroi

Si la densité de flux incident est nécessaire pour évaluer les bilans d'énergie aux parois, elle est ici également nécessaire pour la formulation des conditions aux limites de l'ETR. Dans le modèle, les parois sont considérées comme grises et à émission et réflexion isotropes.

Pour toute surface p , le flux incident Q_p^\downarrow est donné par :

$$Q^\downarrow(\vec{x}_p) = \int_{\Omega=0}^{2\pi} L(\vec{x}_p, \vec{S}') |\vec{S}' \cdot \vec{n}| d\Omega, \quad (5.23)$$

où \vec{n} est la normale sortante de la surface et les directions \vec{S}' sont orientées du fluide vers la paroi.

Flux émis par une paroi et conditions aux limites de l'ETR

Le flux émis par une paroi $Q^\uparrow(\vec{x}_p)$ est la somme de l'émission propre de la surface et de la part du flux incident réfléchi :

$$Q^\uparrow(\vec{x}_p) = \epsilon_p \sigma T_p^4(\vec{x}_p) + (1 - \epsilon_p) Q^\downarrow(\vec{x}_p), \quad (5.24)$$

avec $T_p(\vec{x}_p)$, la température de paroi et ϵ_p l'émissivité de la paroi.

Les conditions aux limites de l'ETR s'écrivent alors :

$$L^\uparrow(\vec{x}_p, \vec{S}) = \frac{Q^\uparrow(\vec{x}_p)}{\pi} \quad (5.25a)$$

$$L^\uparrow(\vec{x}_p, \vec{S}) = \frac{\epsilon_p \sigma T_p^4(\vec{x}_p)}{\pi} + (1 - \epsilon_p) \frac{Q^\downarrow(\vec{x}_p)}{\pi} \quad (5.25b)$$

Méthode numérique de résolution

Le principe de la méthode numérique de résolution est fondé sur le découplage de la propagation spatiale et directionnelle du rayonnement. La discrétisation spatiale se fait sur le même maillage que celui utilisé pour la dynamique et la discrétisation angulaire suit la **méthode des ordonnées discrètes** (DOM).

La méthode des ordonnées discrètes (Fiveland, 1984 ; Truelove, 1987 ; Liu et al., 2000) consiste à découper l'espace en un certain nombre de directions discrètes (32 ou 128) et de résoudre l'équation des transferts radiatifs le long de chaque direction. Si la méthode des ordonnées discrète est reconnue comme bien appropriée pour la résolution en milieu semi-transparent, elle reste moins bien adaptée aux milieux transparents. En effet, la discrétisation angulaire (et le nombre faible de directions) la rend beaucoup moins précise que les méthodes basées sur le calcul des facteurs de formes.

5.2.3 Adaptation du schéma radiatif au rayonnement atmosphérique

Afin de résoudre l'équation tridimensionnelle des transferts radiatifs dans la canopée urbaine, nous avons adapté le schéma radiatif présenté dans la section précédente au rayonnement atmosphérique : nous avons pour cela implémenté un nouveau schéma radiatif pouvant prendre en compte aussi bien le rayonnement solaire que le rayonnement infrarouge et en définissant de nouvelles conditions limites adaptées à l'atmosphère. Comme nous l'avons souligné dans le Chapitre 4, la séparation des spectres du rayonnement solaire et terrestre permet de les paramétrer séparément. C'est donc ce que nous faisons dans le nouveau schéma radiatif, à l'instar du modèle de rayonnement atmosphérique en terrain non bâti déjà implémenté dans le modèle.

Il est à noter que la nouvelle paramétrisation que nous présentons ici est, dans un

premier temps, destinée à être appliquée dans la canopée urbaine et les hypothèses que nous faisons pour adapter le schéma radiatif sont des hypothèses propres à l'échelle de la canopée. La prise en compte de la partie haute de l'atmosphère (et en particulier la présence ou non de couches nuageuses, l'absorption-diffusion par les différents constituants) se fait alors par les conditions limites au sommet de notre domaine d'étude.

Rayonnement de courte longueur d'onde

Pour le rayonnement de courte longueur d'onde (Figure 5.2), nous prenons en compte aussi bien la partie directe que la partie diffuse provenant de la partie haute de l'atmosphère (Chapitre 4). Dans un premier temps, nous considérons l'atmosphère dans la canopée urbaine comme un milieu non diffusant. Le flux solaire arrivant au sommet de la canopée n'est alors soumis qu'à l'absorption par les différents constituants (celle-ci sera cependant très souvent négligée, l'atmosphère à l'échelle à laquelle nous travaillons pouvant en effet être considérée comme transparente).

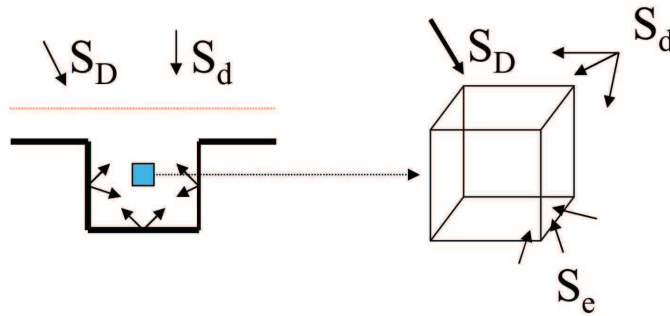


FIG. 5.2: Représentation schématique du rayonnement solaire en milieu urbain : S_D est le rayonnement solaire direct, S_d le rayonnement solaire diffus par l'atmosphère et S_e le rayonnement solaire diffus par l'environnement.

Avec nos hypothèses, l'équation des transferts radiatifs pour le rayonnement solaire s'écrit alors

$$\vec{\nabla} \cdot (L(\vec{x}, \vec{S}) \vec{S}) = -K_s(\vec{x}) L(\vec{x}, \vec{S}), \quad (5.26)$$

avec K_s le coefficient d'absorption pour le rayonnement solaire.

Si le rayonnement diffus (par l'atmosphère et par l'environnement) se propage dans toutes les directions et peut donc être évalué par la méthode des ordonnées discrètes présentée dans la section précédente, le **rayonnement solaire direct** ne se propage que selon une direction \vec{D} . Ses trois composantes sont calculées en fonction de la position du soleil :

$$D_x = -\sin(Z) \sin(\Omega), \quad (5.27a)$$

$$D_y = -\sin(Z) \cos(\Omega), \quad (5.27b)$$

$$D_z = -\cos(Z), \quad (5.27c)$$

avec Z l'angle zénithal (Equation (4.13)) et Ω l'azimut solaire (Equation (4.25)).

A cause de la diffusion numérique dans la résolution de l'ETR pour le solaire direct, les **ombres portées** ne sont pas nettes (Figure 5.3a). En pratique, ce n'est pas forcément irréaliste, mais cet effet reste à quantifier. Nous avons donc implémenté pour le rayonnement direct une fonction de masque qui détermine si la facette est à l'ombre ou non. Cette fonction optionnelle de masque consiste d'une part à comparer le flux solaire direct incident estimé par le modèle $Q_{S_D}^\downarrow(\vec{x}_p)$ et l'expression théorique donnant le flux solaire reçu par une surface d'inclinaison quelconque $S_{D_c}^\downarrow(\vec{x}_p)$ (Equation(4.23)) et d'autre part à choisir une valeur seuil qui détermine si la paroi est à l'ombre ou non (typiquement une valeur seuil à $0.5 S_{D_c}^\downarrow(\vec{x}_p)$)(Figure 5.3b) .

Les Figures 5.3b et 5.4 illustrent alors les ombres projetées pour différents moments de la journée (8h, 14h et 18h).

Cette fonction de masques ne sera cependant pas utilisée dans toutes les applications car elle induit une discontinuité temporelle dans le calcul du flux incident.

La diffusion par l'environnement, due aux multi-réflexions sur les parois des bâtiments, est prise en compte lors de la résolution de l'ETR pour le solaire diffus, via les conditions aux limites. Le schéma peut en effet se décomposer de la manière suivante :

- o On résout l'ETR pour le solaire direct. Celle-ci permet entre autres de déterminer le flux solaire direct incident sur les parois.
- o On résout l'ETR pour le solaire diffus en prenant en compte non seulement le flux diffus par l'atmosphère par les conditions aux limites supérieures mais aussi le flux

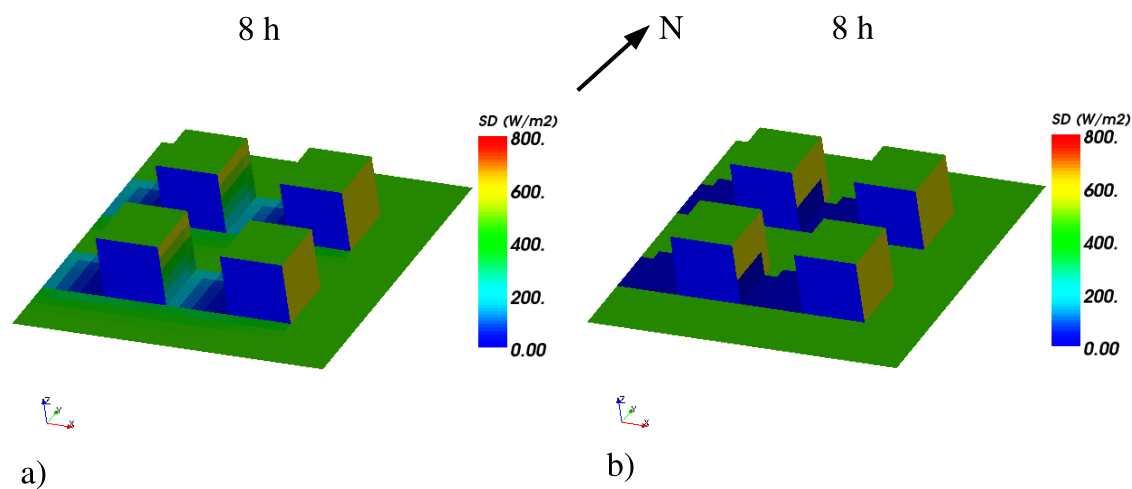


FIG. 5.3: Modélisation des ombres portées : Flux radiatif solaire direct (W/m^2) reçu par les surfaces d'un espace urbain idéalisé à 8h du matin a) sans utiliser les fonctions de masques, b) en utilisant les fonctions de masques

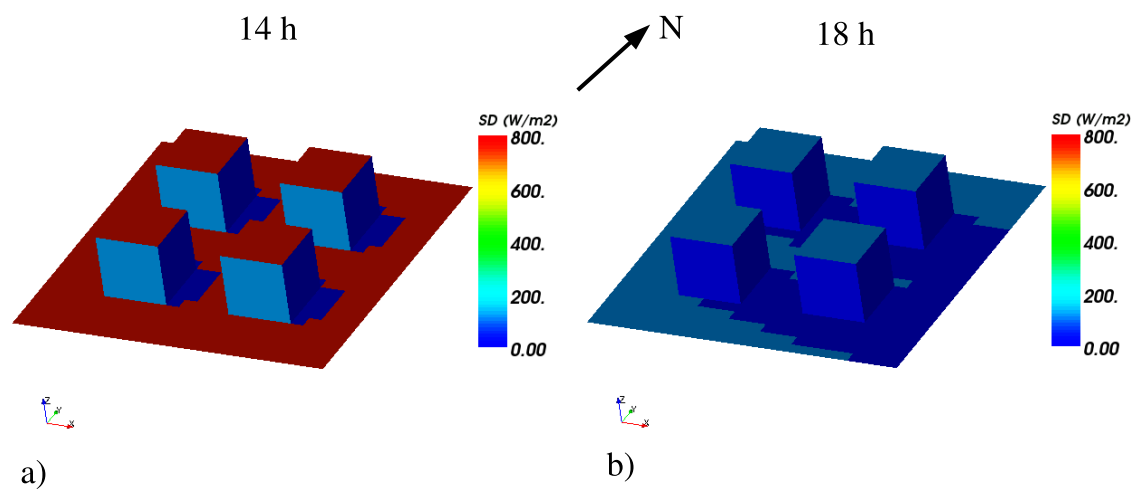


FIG. 5.4: Modélisation des ombres portées à différents moments de la journée : Flux radiatif solaire direct (W/m^2) reçu par les surfaces d'un espace urbain idéalisé (en utilisant les fonctions de masques) a) à 14h, b) à 18h.

diffus par l'environnement (multi-réflexions) par les conditions aux limites sur les parois. Les conditions aux limites sur les parois prennent en compte le flux solaire total, c'est-à-dire le flux solaire incident diffus auquel s'ajoute le flux solaire incident direct.

Les conditions aux limites de l'ETR doivent alors être adaptées au rayonnement solaire. La résolution de l'ETR pour le solaire direct ne nécessite que les conditions aux limites supérieures. La résolution pour le rayonnement solaire diffus nécessite à la fois les conditions aux limites supérieures et les conditions aux limites sur les parois (Figure 5.5.

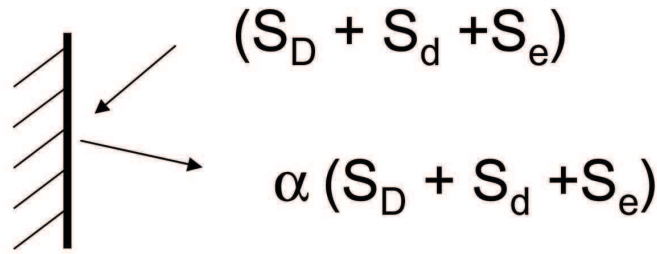


FIG. 5.5: Conditions aux limites sur les parois pour le rayonnement solaire. S_D est le rayonnement solaire direct, S_d le rayonnement solaire diffus par l'atmosphère, S_e le rayonnement solaire diffus par l'environnement et α l'albédo de la surface

Pour **les conditions aux limites sur les parois**, le flux sortant est uniquement le flux réfléchi :

$$Q_S^\uparrow(\vec{x}_p) = \alpha_p Q_S^\downarrow(\vec{x}_p), \quad (5.28)$$

avec α_p l'albeo de la surface et $Q_S^\downarrow(\vec{x}_p)$ le flux incident solaire total :

$$Q_S^\downarrow(\vec{x}_p) = \int_{\Omega}^{2\pi} (L(\vec{x}_p, \vec{S}') |\vec{S}' \cdot \vec{n}| d\Omega) + Q_{S_D}^\downarrow(\vec{x}_p), \quad (5.29)$$

$Q_{S_D}^\downarrow(\vec{x}_p)$ étant le flux solaire incident direct.

Pour **les conditions aux limites au sommet et aux bords fluides du domaine**, le flux $Q_S^\uparrow(\vec{x}_b)$ venant des faces de bord peut être déterminé de différentes manières, selon

les applications ou les données disponibles :

- o En couplant le schéma radiatif au modèle atmosphérique en terrain non bâti présenté dans la Section 5.1 (qui nécessite néanmoins une adaptation pour calculer le flux diffus).
- o A l'aide d'un modèle simple atmosphérique. Nous avons implémenté dans *Mer-cure* un modèle inspiré du modèle de ciel clair 'Bird Clear Sky model' de Bird et Hulstrom (1981) et du 'model C' de Iqbal (1983), présenté dans le Chapitre 4 : Equations (4.22) et (4.23) pour le solaire direct et (4.26) pour le solaire diffus. En outre, pour le solaire diffus, nous tenons compte de l'anisotropie en appliquant aux conditions limites le 'Perez model' pour une surface d'inclinaison quelconque (Equation (4.30)).
- o En utilisant comme conditions aux limites des données issues d'observations (en utilisant éventuellement des modèles simples pour séparer le rayonnement direct et diffus du rayonnement global, comme ceux proposés par Perez et al. (1992) décrits au Chapitre 4).

La Figure 5.6 illustre la contribution du solaire direct, du solaire diffus par l'atmosphère et des multi-réflexions dans le flux incident total : la Figure 5.6a tient compte uniquement du solaire direct, la Figure 5.6b uniquement du solaire diffus par l'atmosphère (à noter que pour une meilleure lecture l'échelle de cette Figure diffère de celle des autres), la Figure 5.6c du solaire direct et diffus par l'atmosphère mais sans prise en compte des multi-réflexions et enfin la Figure 5.6d) du flux solaire incident total. Cette figure souligne la contribution non négligeable des multi-réflexions dans le flux total.

Rayonnement de grandes longueurs d'onde

Le schéma radiatif pour le rayonnement de grande longueur d'onde nécessite une adaptation moindre. En effet, si on se place dans le cadre d'une atmosphère non diffusante, l'ETR pour le rayonnement infrarouge n'a pas à être modifiée :

$$\vec{\nabla} \cdot (L(\vec{x}, \vec{S}) \vec{S}) = -K_l(\vec{x}) L(\vec{x}, \vec{S}) + K_l(\vec{x}) \frac{\sigma T_f^4(\vec{x})}{\pi}, \quad (5.30)$$

avec K_l le coefficient d'absorption pour le rayonnement de grande longueur d'onde. A l'instar du solaire direct, à l'échelle à laquelle nous travaillons, l'atmosphère peut-être considérée comme transparente et le coefficient d'absorption sera très souvent pris égal à zéro. Comme précédemment, les multi-réflexions sur les bâtiments sont prises en compte

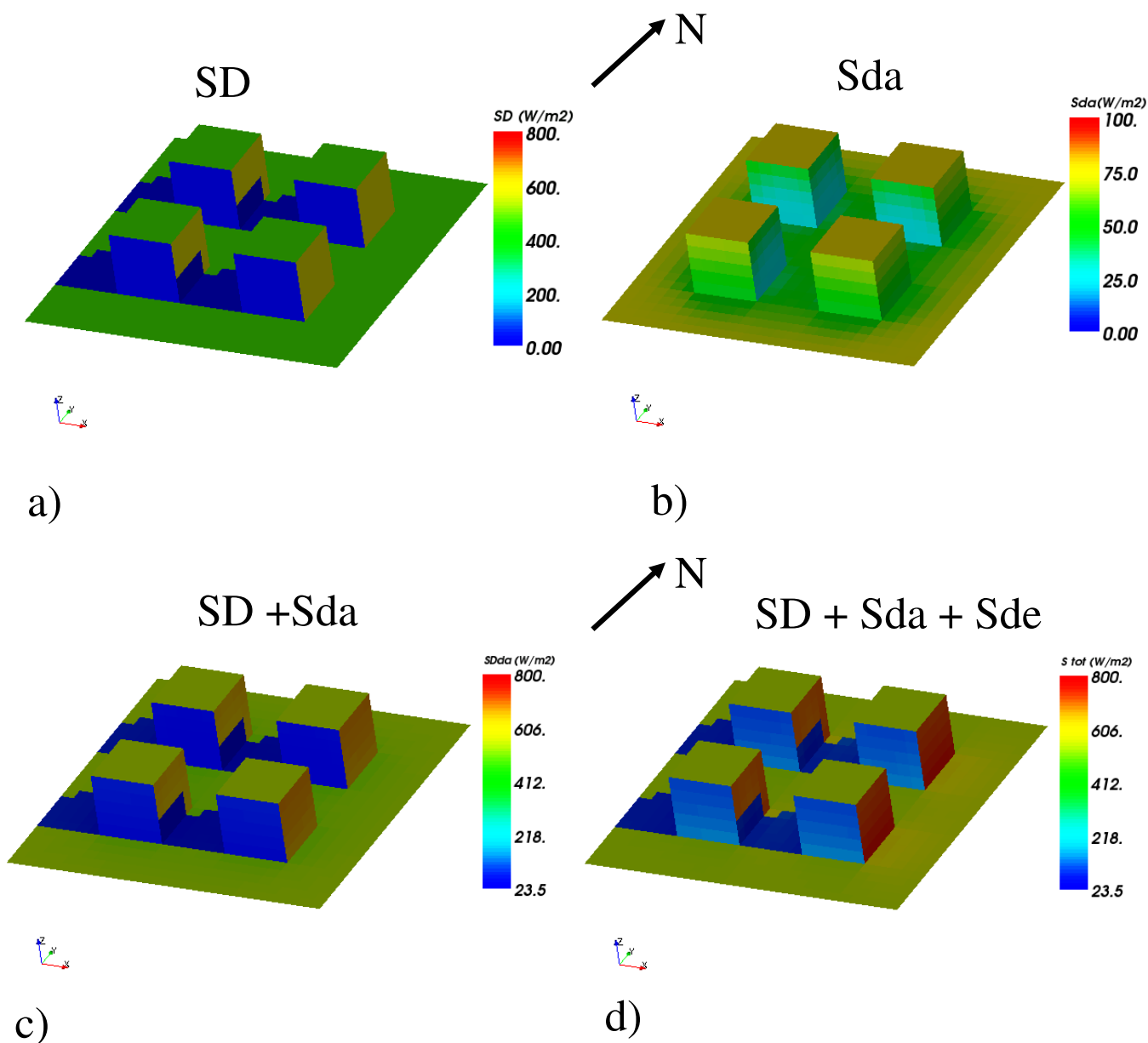


FIG. 5.6: Modélisation du rayonnement solaire, contribution des différentes composantes : flux radiatif solaire reçu par les surfaces d'un espace urbain idéalisé à 8h du matin a) flux solaire direct (S_D) uniquement, b) flux solaire diffus par l'atmosphère (S_{da}) uniquement (à noter que l'échelle est différente), c) flux solaire direct et diffus par l'atmosphère (sans multi-réflexions) et d) flux solaire direct et diffus par l'atmosphère et l'environnement (S_{de}).

par les conditions aux limites sur les parois (Figure 5.7).

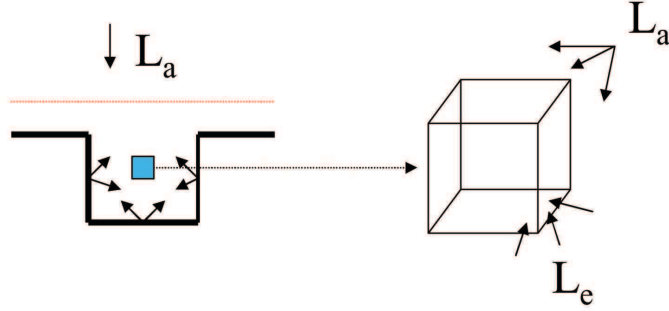


FIG. 5.7: Représentation schématique du rayonnement infrarouge en milieu urbain : L_a est le rayonnement infrarouge diffus par l'atmosphère et L_e le rayonnement infrarouge diffus par l'environnement.

Les conditions aux limites sur les parois ne sont pas modifiées (Figure 5.8) :

$$Q_L^\uparrow(\vec{x}_p) = \epsilon_p \sigma T_p^4(\vec{x}_p) + (1 - \epsilon_p) Q_L^\downarrow(\vec{x}_p), \quad (5.31)$$

avec

$$Q_L^\downarrow(\vec{x}_p) = \int_{\Omega} L(\vec{x}_p, \vec{S}') |\vec{S}' \cdot \vec{n}| d\Omega, \quad (5.32)$$

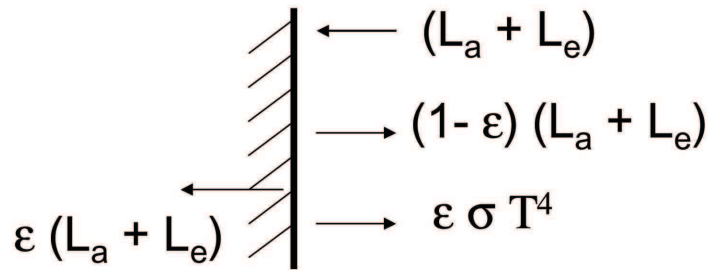


FIG. 5.8: Conditions aux limites sur les parois pour le rayonnement infrarouge. L_a est le rayonnement infrarouge diffus par l'atmosphère, L_e le rayonnement infrarouge diffus par l'environnement, ϵ l'émissivité de la surface, σ la constante de Stefan-Boltzmann et T la température de la paroi

La seule adaptation concerne donc **les conditions aux limites au sommet et aux**

bords fluides du domaine, le flux $Q_L^\uparrow(\vec{x}_b)$ venant des faces de bord peut également être déterminé de différentes manières, selon les applications ou les données disponibles :

- o En couplant le schéma radiatif au modèle atmosphérique en terrain non bâti.
- o A l'aide d'un modèle simple atmosphérique. Nous avons implémenté dans *Mer-cure* un modèle inspiré du modèle de Prata (1996) présenté dans le Chapitre 4 (Equations (4.32), (4.33)).
- o En utilisant comme conditions aux limites des données issues d'observations.

5.2.4 Modélisation des échanges thermiques aux parois

Il existe plusieurs approches pour modéliser l'évolution de la température de paroi. Une des approches les plus précises consiste à utiliser un modèle de conduction multi-couche (Masson 2000 ; Krayenhoff, 2005 ; Pignolet-Tardan et al., 1997).

Dans un premier temps, nous avons choisi d'adapter le modèle simple de température de paroi utilisé pour le modèle de rayonnement atmosphérique en terrain non complexe. Ce modèle de température sera amené par la suite à évoluer. Il s'agit du modèle de 'force-restore' (d'après Deardorff, 1978) qui consiste à chercher une paramétrisation simple du flux de chaleur. Ce modèle simple, largement utilisé pour les modèles de sol, est aussi appliqué aux parois des bâtiments (e.g. Johnson et al. 1991). L'évolution de la température de paroi est donnée par :

$$\frac{\partial T_p(\vec{x}_p)}{\partial t} = \frac{\sqrt{2\omega}}{\mu_p} F_p^*(\vec{x}_p) - \omega(T_p(\vec{x}_p) - T_{g,b}), \quad (5.33)$$

avec :

- $T_p(\vec{x}_p)$ la température de paroi au point repéré par \vec{x}_p ,
- ω la fréquence angulaire de la rotation de la terre $2\pi/24h$ qui permet de prendre en compte le cycle diurne,
- μ_p l'admittance thermique de la paroi ($\text{J.m}^{-2}.\text{s}^{-0.5}.\text{K}^{-1}$) égale à $\sqrt{C_p k_p}$ avec C_p le coefficient de chaleur massique ($\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$) et k_p la conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$),
- $T_{g,b}$ la température profonde du sol ou la température intérieur des bâtiments,
- F_p^* le flux net d'énergie reçu par la paroi :

$$F_p^* = S_p^* + L_p^* - Q_H - Q_{LE} - Q_F \quad (5.34)$$

avec S_p^* le flux net de courte longueur d'onde, L_p^* le flux net de grande longueur d'onde, Q_H , le flux de chaleur sensible, Q_{LE} le flux de chaleur latente et Q_F le flux anthropique.

Il faut noter que si ce modèle de température est bien adapté à l'étude des cycles diurnes, il l'est moins pour des réponses sur des petites échelles de temps. Il a néanmoins l'avantage d'avoir une formulation simple et nous l'utilisons dans un premier temps pour tester le nouveau modèle radiatif.

Dans la suite du chapitre, nous travaillons à petite échelle, en l'absence de brouillard ou de nuage de polluants et considérons alors l'atmosphère **transparente**.

5.2.5 Prise en compte de la dynamique

Pour chaque facette p , le flux de chaleur sensible Q_H est donné par :

$$Q_H = h_f(T_a(\vec{x}) - T_p(\vec{x}_p)), \quad (5.35)$$

où T_p est la température de la paroi, T_a la température de l'air dans la cellule adjacente à la paroi et h_f le coefficient d'échange du fluide. h_f , qui dépend de la vitesse de l'écoulement, et T_a sont calculés directement par le code lors de la résolution de la dynamique dans toute la canopée.

La résolution spatiale dont nous avons besoin pour les simulations des champs dynamiques à petite échelle peut impliquer des pas de temps très faibles (par exemple de l'ordre de 0.1s pour l'expérience MUST). Pour les études où nous avons besoin de faire des simulations sur une durée de 24h, nous ne pouvons donc pas résoudre la dynamique pour tous les pas de temps. Nous avons alors établi une méthode adaptée à de telles résolutions spatiales et temporelles. Cette méthode consiste à résoudre le schéma radiatif en milieu transparent avec un pas de temps choisi et à calculer les champs dynamiques moyens toutes les heures ou demi-heures. Ce calcul de la dynamique s'effectue en utilisant d'une part les conditions aux limites météorologiques (vitesses moyennes et direction du vent) issues de l'expérience ou approximée à partir de données de stations météorologiques environnantes et, d'autre part, les conditions aux limites thermiques données par le schéma radiatif.

5.3 Validation des schémas radiatif et thermique : cas simples

Afin de valider les nouveaux schémas radiatifs et thermiques implémentés dans *Mer-cure* et de tester la sensibilité du modèle à différents paramètres, nous avons tout d’abord choisi des cas classiques de validation trouvés dans la littérature. Pour le rayonnement de courte longueur d’onde, nous avons choisi les expériences de mesures d’albédo de canopées idéalisées de Aida (1982) et de Kanda et al.(2005a). Pour le rayonnement de grande longueur d’onde et le schéma thermique, l’expérience de rue canyon de Nunez et Oke (1977).

5.3.1 Validation du schéma radiatif de courte longueur d’onde

Mesures de l’albédo de canopées idéalisées (Aida, 1982)

L’expérience de Aida (1982) consiste à mesurer l’albédo effectif de plusieurs configurations de canopées idéalisées. Plusieurs modèles ont été construits en utilisant des blocs cubiques de béton de 15 cm d’arêtes et des plaques carrées de 30 cm de côté. L’expérience a été menée sur le toit du campus de l’Université de Yokohama ($35^{\circ}28'N$, $139^{\circ}35'E$), dans des conditions de ciel clair, pour plusieurs journées d’été et d’hiver. Les blocs ont été agencés pour former plusieurs configurations de canopée : des rues canyon orientées (S-N) (Modèle 1), des rues canyon orientées (W-E) (Modèle 2), des rangées régulières de cubes alignées avec le Nord géographique (Modèle 3). S’ajoute à ces trois modèles un modèle de référence constitué uniquement de plaques planes (Modèle 0). Ces quatre modèles sont schématisés sur la Figure 5.9.

Le rayonnement global arrivant sur la canopée et celui réfléchi par la canopée ont alors été mesurés indépendamment par des pyranomètres.

Nous avons simulé plusieurs cas de cette expérience, en utilisant un maillage d’une résolution spatiale de 3 cm et une résolution angulaire de 128 directions. Les flux incidents solaires directs sont évalués à l’aide du modèle simple implémenté dans le code. Les

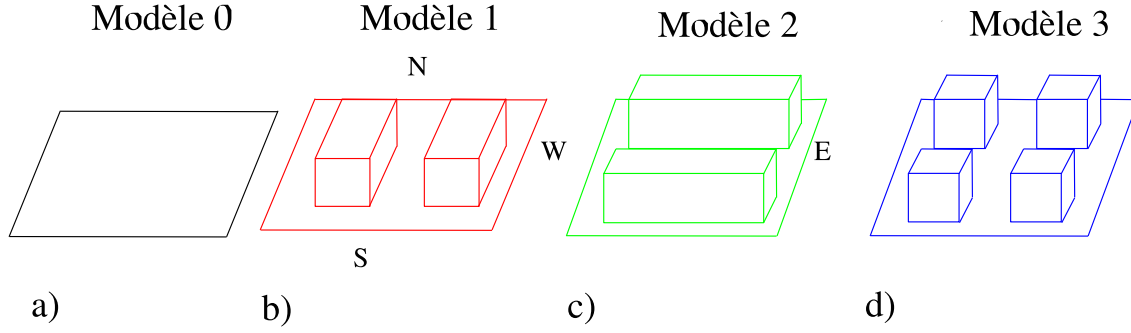


FIG. 5.9: Schéma représentant les modèles de l'expérience de mesures d'albédo effectif de Aida (1982)

mesures sur la surface plane de béton (modèle 0) révèlent une dépendance de l'albédo avec l'angle zénithal, qui s'explique par le fait que la réflexion n'est pas totalement isotrope. Cette dépendance n'étant cependant pas mesurée pour les surfaces verticales, nous suivons les hypothèses utilisées par d'autres auteurs (e.g. Sievers et Zdunkowski, 1985; Masson, 2000; Krayenhoff, 2005) pour estimer les albédos des surfaces : un albédo constant moyen de 0.4 pour les murs et les rues et un albédo dépendant de l'angle zénithal pour les toits. Pour estimer cette dépendance, nous utilisons la fonction proposée par (Sievers et Zdunkowski, 1985), qui l'exprime en fonction de l'angle zénithal et des flux direct et diffus :

$$\alpha_{flat} = \frac{S_D/S_{da}(0.37 + 0.12(1 - \cos(Z)) + 0.45(1 - \cos(Z))^4) + 0.4}{1 + S_D/S_{da}}, \quad (5.36)$$

où Z est l'angle zénithal, S_D , S_{da} respectivement les flux solaires direct et diffus atmosphérique incidents.

La Figure 5.10 compare les mesures d'albédo et les résultats du modèle pour un jour d'été (le 15 juin), pour les quatre modèles.

Malgré une légère surestimation pour le Modèle 1 (canyons orientés N-S), *Mercure* reproduit bien la diminution de l'albédo (et donc le piégeage du rayonnement) par les canopées. Ces mesures en été ne révèlent cependant pas de différences marquées entre les trois modèles de canopées. Des mesures effectuées en hiver (3 décembre) (Figure 5.11), montrent une diminution de l'albédo avec la complexité de la surface : l'albédo pour les rangées de cubes (Modèle 3) est inférieur à celui des rues canyons (Modèles 1 et 2). Cette différence est aussi reproduite par *Mercure*, la différence entre les rangées de cubes (Modèle 3) et la rue canyon orientée W-E (Modèle 2) étant cependant plus marquée pour les

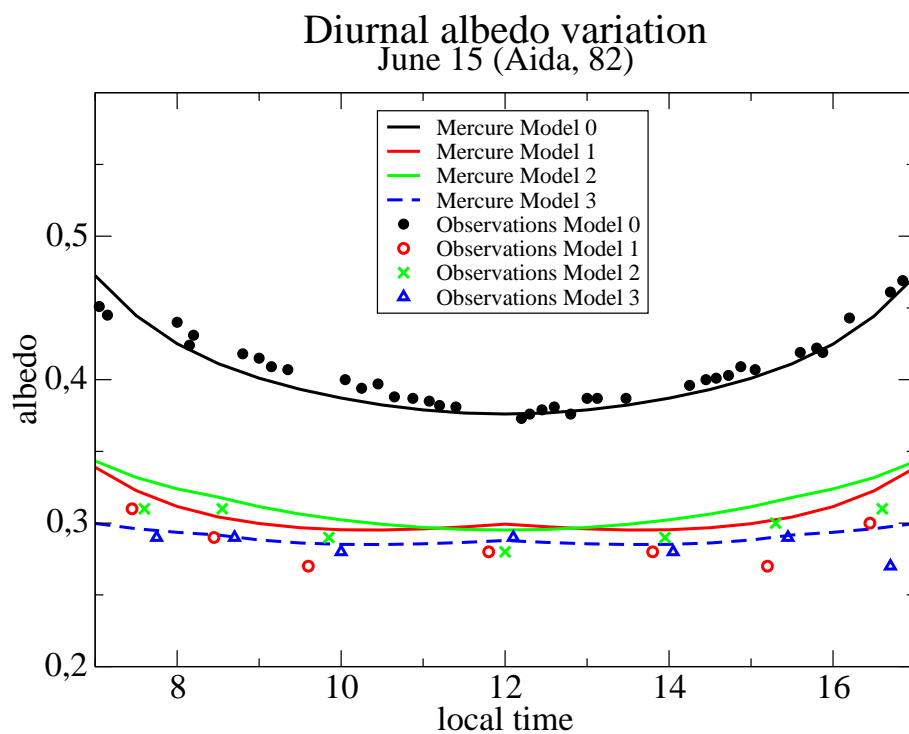


FIG. 5.10: Albédos effectifs des quatre modèles (0, 1, 2 et 3) de l'expérience d'Aida (1982) : comparaison des valeurs mesurées dans l'expérience et simulées par *Mercure*, pour la journée du 15 juin.

résultats de *Mercure* que pour les mesures. On peut également noter que l'albédo effectif des rues canyon est plus élevé en hiver qu'en été, cela pouvant s'expliquer par le fait que l'été, le soleil plus haut à midi pénètre plus dans les rues et qu'ainsi le piégeage est plus important.

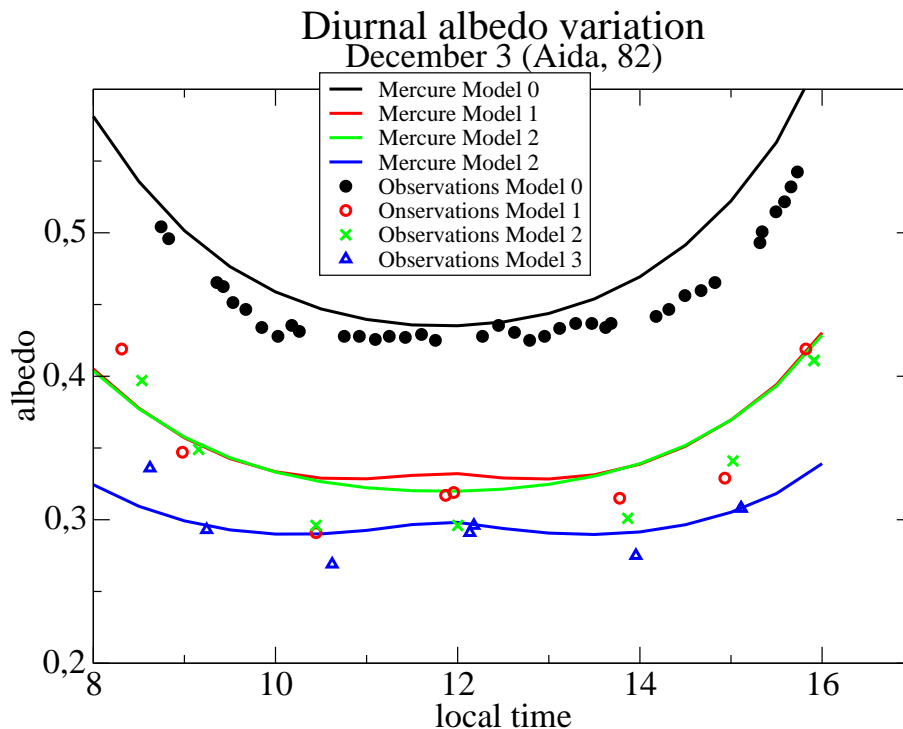


FIG. 5.11: Albédos effectifs des quatre modèles (0, 1, 2 et 3) de l'expérience d'Aida (1982) : comparaison des valeurs mesurées dans l'expérience et simulées par *Mercure*, pour la journée du 3 décembre.

Afin de comparer qualitativement notre schéma radiatif de courte longueur d'onde avec celui d'autres modèles de simulation, nous avons également simulé les journées du 30 juin, 27 juillet, 28 juillet et 22 juin (Figure 5.12), en utilisant pour l'albédo des toits, une fonction de l'angle zénithal ajustée aux mesures du 30 juin pour le Modèle 0. Si les résultats sont en adéquation avec les mesures pour le Modèle 2, (Figure 5.12c), ils les surestiment légèrement pour le Modèle 1 (Figure 5.12b), à l'inverse du modèle TEB (Masson 2000) qui est en bon accord pour le Modèle 1 et surestime légèrement les mesures pour le Modèle 2. Pour le Modèle 3, *Mercure* ne reproduit pas l'augmentation de l'albédo avec l'angle zénithal, mais reste du même ordre de grandeur, contrairement au modèle TEB (Masson, 2000) qui reproduit bien l'augmentation de l'albédo avec l'angle zénithal,

mais sous-estime légèrement les mesures.

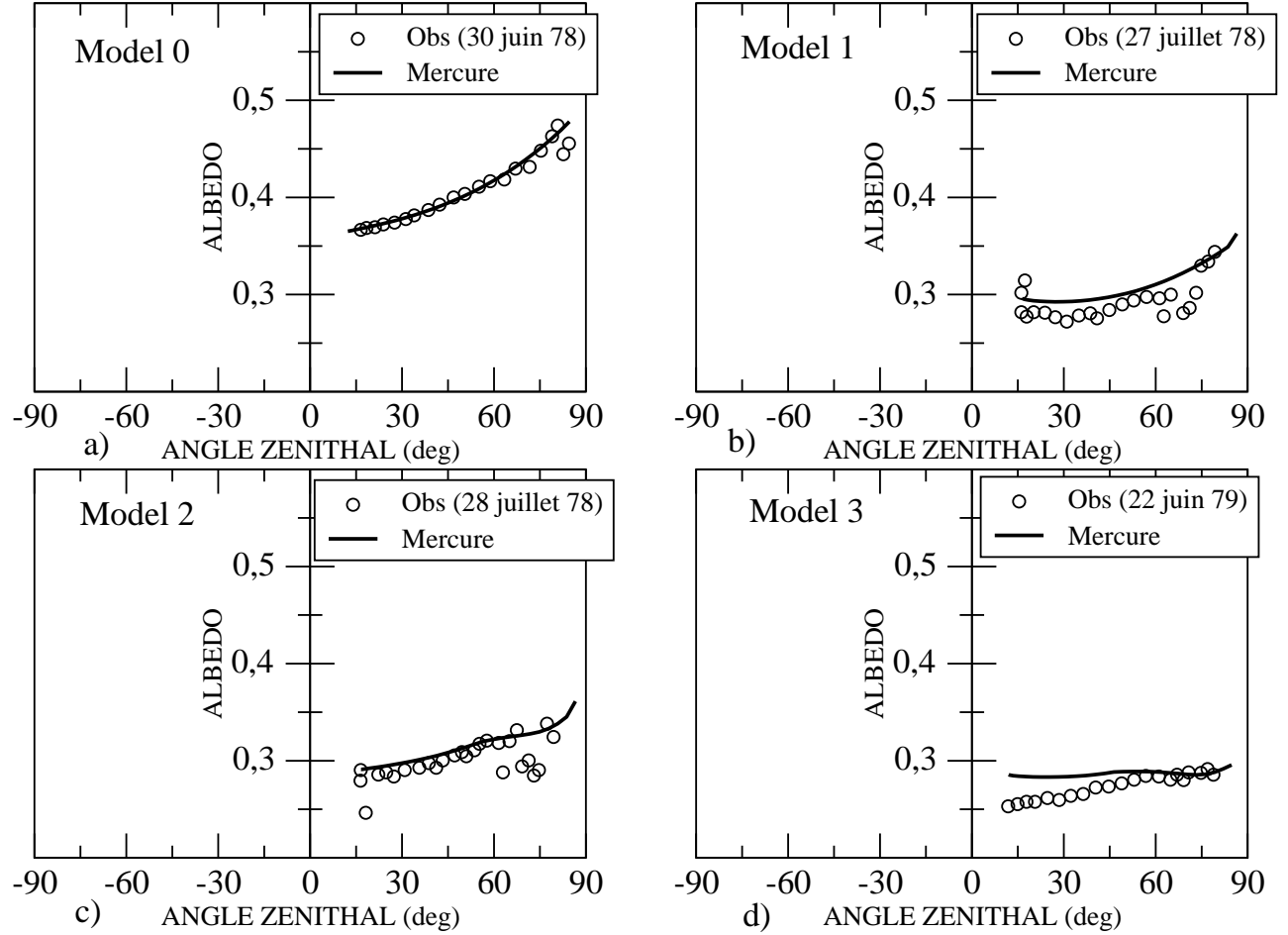


FIG. 5.12: Albédos effectifs des quatre modèles (0, 1, 2 et 3) de l'expérience d'Aida (1982) : comparaison des valeurs mesurées dans l'expérience et simulées par *Mercure*, pour les journées du 30 juin (Modèle 0), 27 juillet (Modèle 1), 28 juillet (Modèle 2) et du 22 juin (Modèle 3).

Nous avons aussi testé la sensibilité de *Mercure* à la résolution spatiale et angulaire. Nous avons simulé l'expérience du 15 juin avec deux résolutions spatiales différentes (3 cm et 5 cm) et les deux résolutions angulaires (32 et 128 directions) (Figure 5.13). Si la résolution spatiale n'a qu'une très faible incidence sur les résultats, la résolution angulaire induit des différences de -3.3% pour la surface plane et de -5.5% pour les rangées de cubes. Ainsi, si la résolution de 32 directions est beaucoup moins coûteuse en temps, elle est beaucoup plus approximative (nous verrons dans la section suivante que cet effet est plus important pour les grandes longueurs d'onde). C'est pourquoi, dans toutes nos simulations nous utiliserons 128 directions.

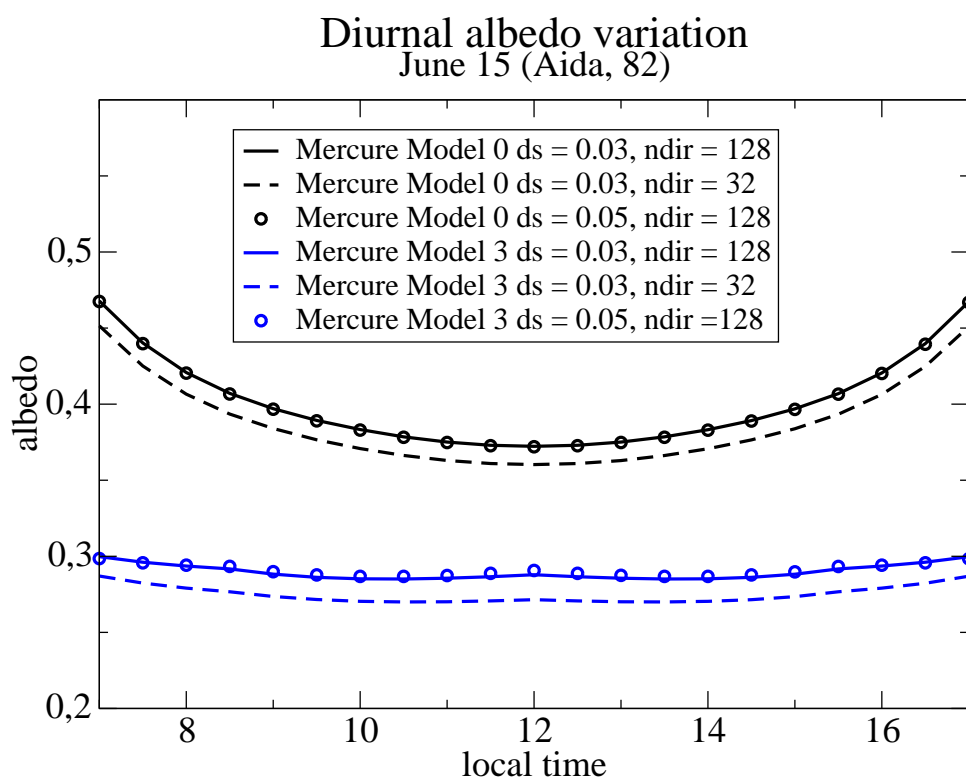


FIG. 5.13: Résultats de l'étude de sensibilité à la résolution spatiale et angulaire : comparaison des résultats obtenus avec différentes résolutions pour les Modèles 0 et 3 de l'expérience de Aida (1982)

Mesures de l'albédo de canopées idéalisées (Kanda et al., 2005a)

Kanda et al. (2005a) permettent une extension de la validation de notre schéma radiatif, en proposant des mesures d'albédo effectifs de rangées de cubes de densités différentes et pour plusieurs saisons, en complétant les mesures en été et en hiver par des mesures en automne. Leur dispositif expérimental diffère peu de celui de Aida (1982). Les différentes densités sont obtenues en faisant varier l'espace entre les cubes de 15 cm. En outre, afin de vérifier l'asymétrie des résultats, la canopée fait un angle de 8° avec le Nord géographique.

Nous avons simulé plusieurs cas pour des densités différentes : $\lambda_p = 0.25, 0.44$ et 0.69 (voir la Figure 2.1 pour la définition de λ_p). Pour la densité de 0.25, la résolution spatiale de notre domaine est de 3 cm, pour la densité 0.44 elle est de 2.5 cm et pour la densité de 0.69 de 1.5 cm. La résolution angulaire est de 128 pour tous les cas. Les flux incidents directs et diffus sont évalués avec le modèle simple implémenté. Pour évaluer l'albédo des surfaces, nous utilisons pour les toits la fonction proposée par Kanda et al. (2005a), obtenue par ajustement sur les mesures :

$$\begin{aligned}\alpha_{flat} = & 0.519282 - 0.329635(\cos(Z)) \\ & + 0.309507(\cos(Z))^2 - 0.122024(\cos(Z))^3,\end{aligned}\quad (5.37)$$

avec Z l'angle zénithal. Kanda et al. (2005a) utilisent également cette fonction pour les autres surfaces, mais en remplaçant l'angle zénithal par un autre angle dépendant de la surface. Pour des raisons de simplicité, nous utilisons comme précédemment un albédo constant de 0.4 pour les autres surfaces.

La Figure 5.14 compare les résultats du modèle avec les mesures en été pour les densités 0.25, 0.44 et 0.69. Les observations montrent que, pour les canopées de forte densité, l'albédo augmente le matin et le soir et diminue au milieu de la journée. Cela peut être interprété par le fait que, lorsque le soleil est bas (le matin et le soir), le rayonnement pénètre moins et le piégeage est moins important ; la journée, le soleil est plus haut et pénètre dans les rues, qui, plus étroites, augmentent alors l'effet de piégeage. *Mercur* reproduit cependant mal cet effet et l'albédo a tendance à augmenter avec la densité. Cela peut s'expliquer par la résolution spatiale. Nous avons montré qu'elle a peu d'influence sur l'albédo pour les faibles densités. Cependant, pour les fortes densités, elle peut être insuffisante pour discrétiser précisément les rues étroites et l'effet de piégeage est moins

grand. Cette tendance est cependant également observée pour la densité 0.69 avec les modèles de Kanda et al. (2005a) ou de Krayenhoff (2005).

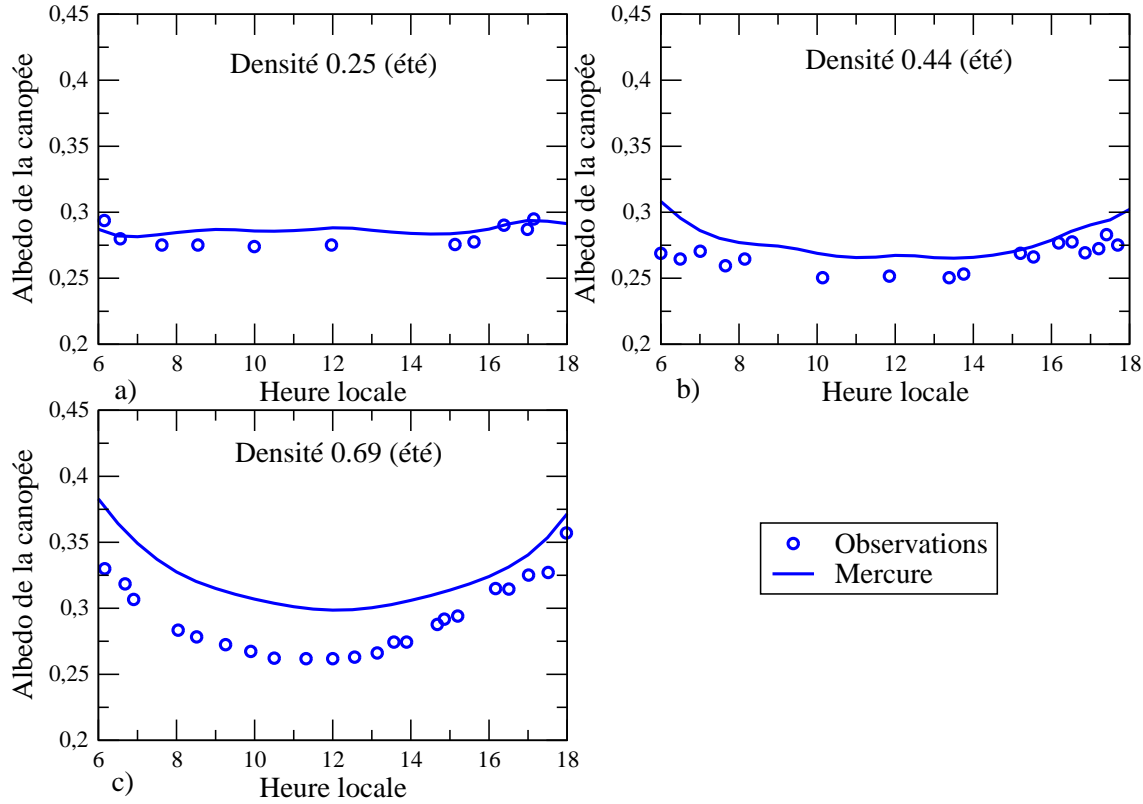


FIG. 5.14: Albédos effectifs de l'expérience de Kanda et al. (2005a) : comparaison des valeurs mesurées dans l'expérience et simulées par *Mercure*, pour a) une densité de 0.25 (10 juillet), b) une densité de 0.44 (7 juillet) et c) une densité de 0.69 (17 juillet)

Nous avons également simulé les cas en automne et en hiver : l'effet de la résolution spatiale est alors moins marquée. En effet, le soleil étant moins haut pendant la journée, il pénètre moins dans les rues et la diminution de l'albédo est moins prononcée dans les observations (en particulier en hiver). Les résultats sont alors en bonne adéquation avec les mesures.

Enfin, nous avons voulu tester l'influence de l'angle de la canopée avec le Nord géographique : nous avons ainsi simulé pour une densité de 0.25 trois cas avec des angles différents : 8° , 0° et -25° . Si pour l'été, la différence entre les trois cas est minime, l'effet de dissymétrie est plus important pour les cas d'hiver. En effet, en été, le soleil est plus

haut pendant la journée et en particulier à midi et l'angle de la canopée influe peu sur la pénétration des rayons. En hiver, le soleil étant plus bas, le 'pic' d'albédo observé à midi (voir Figure 5.11) est alors décalé en fonction de l'angle (le rayonnement pénétrant alors dans les rues par le côté et non plus par le haut).

Pour conclure, malgré une imprécision due probablement à la discrétisation spatiale dans les cas de canopées de forte densité, notre schéma radiatif pour le rayonnement de courte longueur d'onde donne des résultats satisfaisants et permet de reproduire les principaux effets de la canopée urbaine sur le rayonnement solaire. S'il est peu sensible à la résolution spatiale il l'est à la discrétisation angulaire : la résolution de 32 directions (plutôt que 128) donne des résultats peu satisfaisants.

5.3.2 Validation du schéma radiatif de grande longueur d'onde et du schéma thermique

Pour valider le nouveau schéma radiatif de grande longueur d'onde et le schéma thermique, nous avons utilisé les mesures dans une rue canyon de Nunez et Oke (1977). Cette expérience est un cas classique de validation et est utilisée par de nombreux auteurs (Johnson et al. 1991 ; Masson 2000 ; Kusaka et al., 2001 ; Krayenhoff, 2005). Elle consiste en des mesures de températures et de flux net de grande longueur d'onde pendant la nuit dans une rue de Vancouver (49°N, 123°W). Le canyon est d'orientation Nord-Sud et est asymétrique : les dimensions de la rue sont 79 m de long 7.54 m de large, le mur Est mesure 7.31 m et le mur Ouest 5.59 m. La rue est en terre recouverte de gravier et les murs sont en béton.

Les températures de surface ne sont pas mesurées. Nous approximations alors les températures de surface et les flux nets infrarouges par ceux mesurés à 30 cm des parois (Johnson et al., 1991 ; Masson 2000). Les mesures se faisant pendant la nuit, il n'y a pas de flux solaire. Comme évoqué dans le Chapitre 4, le flux anthropique peut être négligé dans la rue, ainsi que le flux de chaleur latente. Enfin, le vent étant faible, le flux convectif est aussi négligé. Nous utilisons les mesures pour évaluer le flux incident de grande longueur d'onde : il est proportionnel à la puissance quatrième de la température, sa valeur initiale étant 339 W/m². Les propriétés radiatives et thermiques ainsi que les conditions initiales sont celles données par l'expérience (voir également Johnson et al. (1991)) et sont

rappelées dans le Tableau 5.1.

	ϵ	μ	$T_{g,b}$	T_{ini}
	-	$(Jm^{-2}s^{-0.5}K^{-1})$	(°C)	(°C)
sol	0.95	1400	16.5	18.5
mur Est	0.90	900	17	18.3
mur Ouest	0.90	900	17	18.4

TAB. 5.1: Propriétés radiatives et thermiques et conditions initiales des parois de l'expérience de Nunez et Oke (1977) : ϵ est l'émissivité, μ l'admittance thermique, $T_{g,b}$ la température profonde du sol ou la température intérieure des bâtiments, T_{ini} la température initiale

La Figure 5.15a compare les flux radiatifs nets mesurés et modélisés pour les trois surfaces. Avec une différence inférieure à 10 W/m^2 , le modèle donne des résultats satisfaisants pour les flux nets des trois surfaces, malgré une sous-estimation en début de nuit pour la rue et le mur Ouest et une surestimation globale pour le mur Est. On retrouve avec d'autres modèles cette sous-estimation en début de nuit pour la rue (Johnson et al., 1991 ; Masson, 2000 ; Krayenhoff 2005), ainsi que la surestimation pour le mur Est (Johnson et al., 1991 ; Masson, 2000). En revanche, la sous-estimation pour le mur Ouest en début de nuit n'est pas observée avec ces modèles.

Les comparaisons pour les températures de surfaces sont également satisfaisantes (Figure 5.15b). La tendance du modèle à sous-estimer la température en début de nuit et à la surestimer en fin de nuit est également observée pour d'autres modèles (Johnson et al. (1991) qui modélisent également la température avec un modèle de force restore ; Masson (2000) qui utilise un modèle de conduction multicouches). Elle peut s'expliquer d'une part par le fait que nous comparons des températures de surface à des températures de l'air près de la surface, et d'autre part que nous négligeons le flux convectif, qui peut être à l'origine d'une plus grande baisse des températures en fin de nuit. Cependant, Masson (2000) sous-estime également le refroidissement en début de nuit, même en tenant compte d'un flux de chaleur sensible du mur à la rue (il faut noter que ce flux a des valeurs très faibles, de l'ordre de 7 W/m^2).

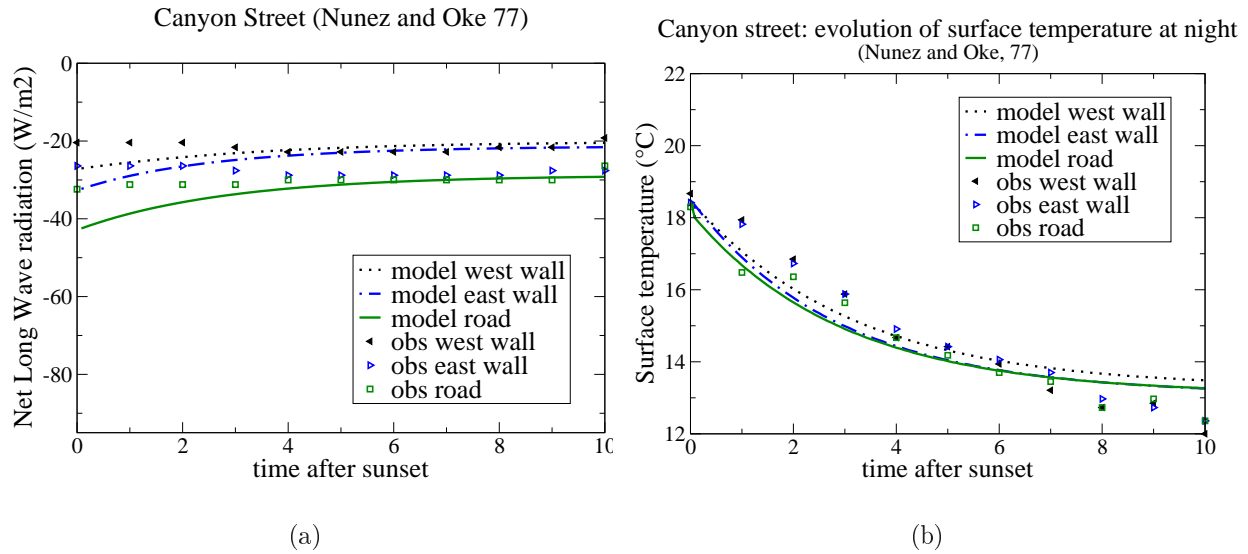


FIG. 5.15: Résultats de la simulation de l'expérience de rue canyon de Nunez et Oke (1977) : comparaison des résultats de *Mercur* avec les valeurs mesurées pour les trois surfaces de la rue canyon (rue, mur Est et mur Ouest) pour a) le flux net de grande longueur d'onde et b) la température.

Nous avons testé la sensibilité de notre modèle à la résolution spatiale et angulaire ainsi qu'aux différents paramètres thermiques et aux valeurs initiales. A l'instar du modèle radiatif de courte longueur d'onde, la résolution spatiale a peu d'incidence sur la solution. Cependant, la diminution de la résolution angulaire induit une grande sous-estimation du flux radiatif net : pour une résolution de 32 directions, il diffère de la solution obtenue avec 128 directions de -4% pour la rue et de -7% et -7.5% pour respectivement les murs Est et Ouest. Ces différences induisent alors des sous-estimations de la température de surface.

La Figure 5.17 illustre la sensibilité du modèle aux différents paramètres thermiques et aux valeurs initiales, pour le mur Ouest. Une augmentation de la température intérieure du bâtiment de 5°C engendre un changement non négligeable du profil de température et comme escompté, une augmentation de l'admittance thermique entraîne également une augmentation de la température (Figure 5.17b). L'effet de l'augmentation de la température initiale tend néanmoins à s'estomper au long de la nuit. Il est ici important de souligner la sensibilité aux paramètres thermiques et en particulier à la température intérieure qui n'est pas toujours disponible dans les mesures. Cette sensibilité est cependant moins marquée pour le flux net de grande longueur d'onde (Figure 5.17a)

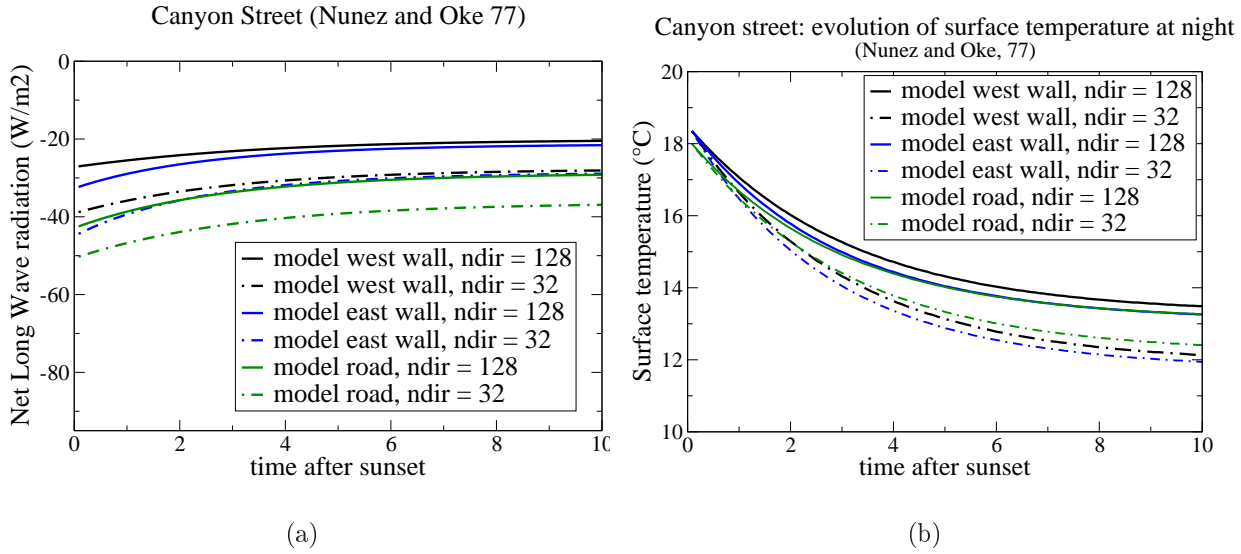


FIG. 5.16: Résultats de l'étude de sensibilité à la résolution spatiale et angulaire pour l'expérience de rue canyon de Nunez et Oke (1977) : comparaison des résultats obtenus avec différentes résolutions pour les trois surfaces de la rue canyon (rue, mur Est et mur Ouest) pour a) le flux net de grande longueur d'onde et b) la température.

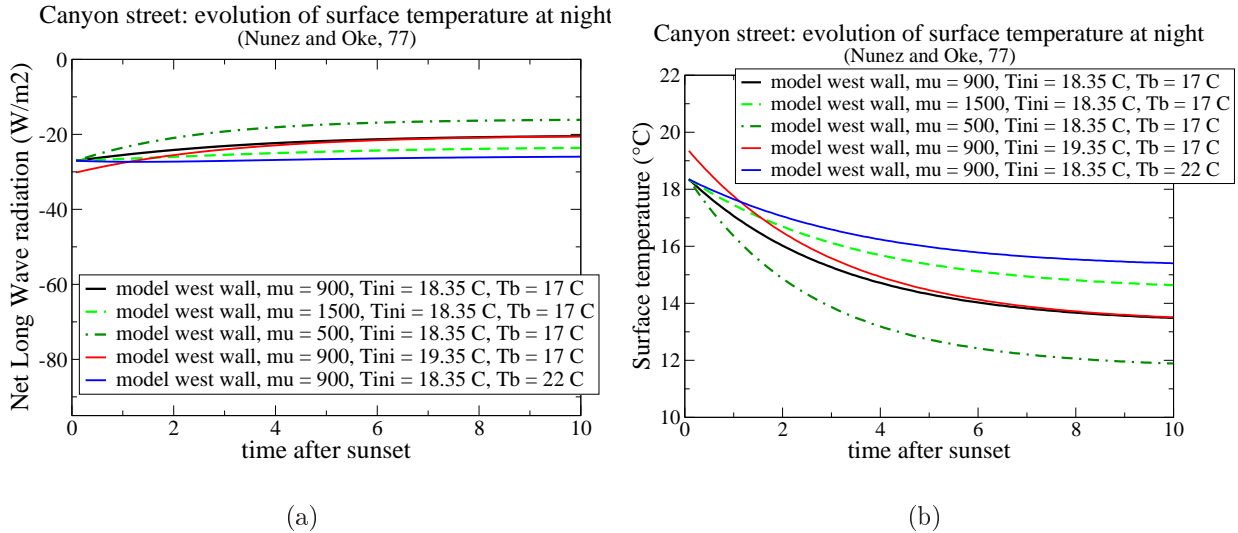


FIG. 5.17: Résultats de l'étude de sensibilité aux paramètres radiatifs et thermiques pour l'expérience de rue canyon de Nunez et Oke (1977) : comparaison des résultats obtenus avec différents paramètres pour le mur Ouest pour a) le flux net de grande longueur d'onde et b) la température.

Pour conclure, malgré la simplicité du modèle de température de surface choisi, la validation du schéma radiatif de grande longueur d'onde et du modèle thermique avec l'expérience de Nunez et Oke (1977) donne des résultats satisfaisants, comparables à ceux d'autres modèles. Le modèle est cependant sensible à la résolution angulaire, et une résolution de 32 directions diminue la précision de manière non négligeable. Il est aussi à souligner la grande dépendance du modèle de température de surface aux paramètres thermiques (admittance et température à l'intérieur des bâtiments).

5.4 Simulation d'un cas de l'expérience MUST

Nous avons validé indépendamment les schémas radiatifs de courte et de grande longueur d'onde, avec des cas classiques trouvés dans la littérature. Nous nous proposons, pour compléter ce travail, de simuler un cas de l'expérience MUST (décrite en détails dans le Chapitre 3) en prenant en compte le schéma radiatif dans sa totalité et en y incluant les effets dynamiques. En effet, si cette expérience est avant tout dédiée à l'étude de la dispersion en milieu bâti, elle comprend également des mesures de flux radiatifs en amont et des températures de parois par des thermocouples sur plusieurs containers au centre de la canopée, que nous avons décidé d'exploiter pour notre étude. Je présente dans cette section une étude préliminaire à cette simulation, qui ne prend pas en compte les effets dynamiques et dont le domaine d'étude a été réduit à trois rangées de trois containers.

5.4.1 Description du cas simulé

Nous avons simulé la journée du 25 septembre 2001, l'objectif étant de reproduire les caractéristiques principales des températures de surfaces observées sur le container central. La Figure 5.18 illustre les différentes évolutions des températures pour les quatre 'murs' et le toit du container et l'influence de l'orientation de la canopée, qui fait un angle de -27.25 degrés avec le Nord géographique. Pendant la nuit, les cinq surfaces se refroidissent légèrement, puis commencent à se réchauffer à la levée du jour : d'abord les faces exposées à l'Est (les faces SE et NE sur la Figure 5.18) puis le toit et les faces exposées à l'Ouest (les faces Top, NW et SW). Au cours de la journée, les températures les plus élevées sont celles des façades exposées au Sud (les faces SE et SW). Enfin, à la tombée du jour, les cinq surfaces refroidissent rapidement.

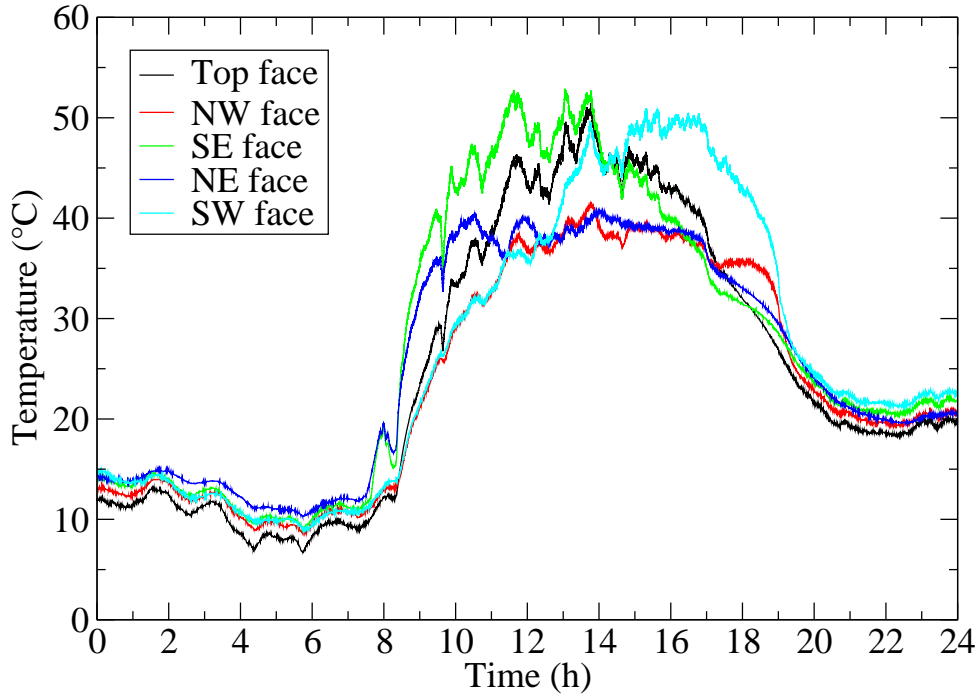


FIG. 5.18: Evolutions des températures pour les quatre ‘murs’ et le toit d’un container au centre de la canopée de l’expérience MUST, journée du 25 septembre

Cette journée est caractérisée par des vents relativement forts et une température de l’air élevée. Si nous avons choisi ce cas, ce n’est pas tant pour ses caractéristiques météorologiques, mais parce que c’est un cas pour lequel les données sont complètes, aussi bien pour les flux radiatifs mesurés en amont, les températures de surfaces, que les champs dynamiques. (En effet, la base de données n’est pas complète pour tous les cas pour la totalité des 24h que nous souhaitons simuler).

5.4.2 Paramètres d’entrée du schéma radiatif

Les flux radiatifs de courte et grande longueurs d’onde sont mesurés en amont de la canopée. Pour les conditions aux limites de notre modèle radiatif, nous utilisons les données issues des observations pour les grandes longueurs d’onde. En revanche, pour les flux radiatifs solaires, les mesures ne distinguent pas le flux direct du flux diffus. Nous utilisons donc notre modèle simple pour déterminer les conditions aux limites pour les flux solaires direct et diffus.

Restent alors à définir les paramètres radiatifs et thermiques des différentes surfaces. La température profonde du sol et la température à l'intérieur des containers est évaluée en moyennant le cycle diurne des températures observées. Aucune mesure de surface n'étant disponible pour le sol entre les bâtiments, nous avons approximé la température profonde des rues par celle du sol en amont de la canopée (pour laquelle des mesures sont disponibles). Nous avons initialisé les températures de chaque surface par leurs valeurs mesurées à minuit, en prenant comme précédemment les mesures en amont pour celles des rues (ce qui est une approximation un peu grossière, car à cause des multi réflexions, la température initiale des rues doit différer de celle du sol en amont).

La détermination des paramètres caractéristiques des matériaux (l'albédo α , l'émissivité ϵ et l'admittance thermique μ) est enfin un point délicat de ces simulations. En effet, si la littérature spécialisée et différents rapports proposent des valeurs de ces coefficients pour différents matériaux, l'expérience ne fournit pas assez de détails, en particulier sur la nature exacte des surfaces des containers, pour pouvoir les exploiter. Nous avons alors fait les hypothèses suivantes :

- pour le sol, nous avons supposé des caractéristiques intermédiaires entre la terre sèche et le sable : $\alpha_{sol}=0.3$, $\epsilon_{sol}=0.85$ et $\mu_{sol}=1200 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-0.5}\text{K}^{-1}$. Ces paramètres ont été validés par la simulation de la température de sol en amont de la canopée. Nous avons également évalué l'albedo et l'émissivité à l'aide des mesures de flux radiatifs ascendant et descendant, mais les résultats obtenus avec ces valeurs étaient peu satisfaisants.
- pour les containers, nous avons supposé des caractéristiques de tôles ondulés, comme on peut les trouver sur les toits en ville (Oke, 1987) $\alpha_{cont}=0.5$ et $\epsilon_{cont}=0.8$. Pour l'admittance, nous avons utilisé une valeur $\mu_{cont}=900 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-0.5}\text{K}^{-1}$, relativement faible par rapport à l'admittance des métaux. Cette valeur a été prise afin de pouvoir reproduire le refroidissement attendu en fin de nuit.

5.4.3 Résultats et analyses

Nous avons déjà montré dans la Section 5.3.2 la sensibilité du modèle de grande longueur d'onde et du modèle thermique à l'admittance μ et à la température intérieure des bâtiments. Le nombre important de paramètres mis en jeu dans le schéma radiatif complet laisse alors un degré de liberté très important dans la modélisation. Afin d'illus-

trer l'influence des différents paramètres thermiques et radiatifs indépendamment de la dynamique, nous avons utilisé, pour les résultats présentés ici, le schéma radiatif sans dynamique et, afin de pouvoir faire de nombreuses simulations, nous avons utilisé un domaine d'étude réduit à trois rangées de trois containers et des pas de temps importants (30 min ou 1h).

La Figure 5.19 illustre les courbes de températures des 5 façades du container central obtenues par le modèle avec les paramètres présentés ci-dessus. Le modèle permet de reproduire les principales caractéristiques de l'évolution des températures mesurées (Figure 5.18) :

- une température plus élevée pour les façades exposées au sud (faces SE et SW sur la Figure 5.19),
- un retard dans le réchauffement des façades exposées à l'ouest (faces NW et SW sur la Figure 5.19),
- le refroidissement rapide des façades et du toit à la tombée de la nuit, avec pour les quatre murs une convergence vers une même température d'environ 20 °C,
- l'ordre de grandeur des températures du toit et des façades exposées au sud (faces SE et SW sur la Figure 5.19) est respecté.

Cependant le modèle ne reproduit pas d'autres caractéristiques :

- le refroidissement de la façade exposée sud-ouest (faces SW sur la Figure 5.19) est moins rapide,
- le modèle sous-estime les températures des faces exposées au nord (faces NW et NE sur la Figure 5.19),
- le retard dans le réchauffement des façades exposées à l'ouest (faces NW et SW sur la Figure 5.19) est plus prononcé pour les résultats du modèle que pour les observations.

Ces deux derniers points peuvent s'expliquer par le fait que le modèle ne prend pas en compte les flux conductifs entre les parois des containers. S'ils sont en effet négligeables en milieux urbains réels, ils ne le sont pas pour des containers.

Nous avons alors fait varier les différents paramètres physiques et thermiques. Nous avons montré dans la Section 5.3.2 que l'augmentation de l'admittance μ diminue le refroidissement nocturne. Dans le cas présenté ici, nous retrouvons cette conclusion : avec une admittance de $2000 \text{ J.m}^{-2}.\text{s}^{-0.5}.\text{K}^{-1}$ les cinq façades ne refroidissent plus et leur tem-

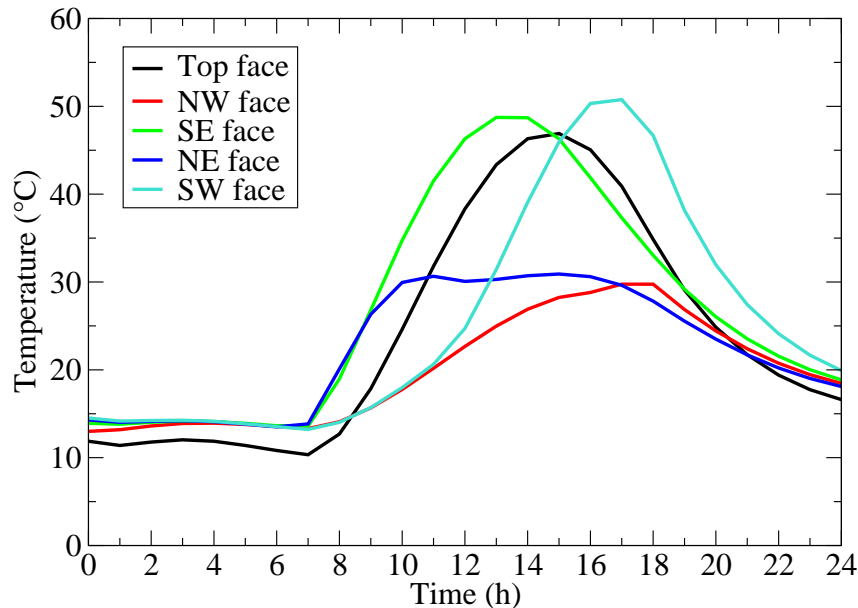


FIG. 5.19: Résultats des simulations : évolutions des températures pour les quatre ‘murs’ et le toit d’un container au centre de la canopée de l’expérience MUST, pour la journée du 25 septembre

pérature nocturne a au contraire tendance à augmenter. Nous avons en outre testé la sensibilité du modèle à l’émissivité ϵ . Une émissivité de 0.13 entraîne une augmentation de la température diurne mais également un refroidissement nocturne moins marqué. Enfin, un albedo plus élevé entraîne, comme escompté, une diminution de la température diurne, mais aussi une réduction de l’écart entre les températures des différentes faces.

Conclusion

Afin de prendre en compte les effets radiatifs dans la modélisation en milieu urbain, nous avons implémenté dans *Mercur* un nouveau schéma radiatif. Ce nouveau schéma repose sur la résolution de l’équation des transferts radiatifs (ETR) pour un milieu gris semi transparent. L’avantage de ce schéma est qu’il peut prendre en compte n’importe quelle géométrie complexe et qu’il est adapté aux méthodes numériques du code. Il permet également de modéliser les flux radiatifs non seulement sur les parois, mais aussi entre les bâtiments. Si l’atmosphère à l’échelle de la canopée urbaine peut être souvent considérée comme transparente, ce modèle nous permet d’envisager la modélisation de milieux non transparents, pour par exemple prendre en compte la présence de brouillard ou d’épais

panaches de polluants. Les inconvénients de ce modèle sont cependant qu'il est coûteux en temps calcul et qu'il est moins précis qu'un modèle géométrique de facteurs de formes, cela étant dû à la discrétisation angulaire de l'espace pour la résolution de l'ETR.

Nous avons validé les schémas radiatifs et thermiques sur des cas classiques. Les résultats sont satisfaisants et mettent en évidence une perte non négligeable de la précision du modèle lorsque l'on diminue la résolution angulaire (de 128 à 32 directions). La simulation d'un cas complet avec prise en compte de la dynamique a révélé une grande sensibilité du modèle aux paramètres radiatifs et thermiques des matériaux. Il est donc important de les déterminer avec précision dans nos simulations.

Nous avons présenté dans ce travail les premières validations et applications du nouveau modèle radiatif. Ces études vont nous permettre d'affiner notre modèle, une des perspectives étant d'améliorer le schéma de température de parois, en utilisant par exemple un modèle multi-couches.

Conclusion et perspectives

Le premier objectif de ce travail était de mener des études détaillées des écoulements et de la dispersion en milieu urbain, à l'aide de simulations numériques avec le code de CFD *Mercur*. Après avoir passé en revue différentes approches de modélisation et différents travaux effectués dans le domaine, j'ai présenté une étude détaillée de la dispersion de polluant dans une ville idéalisée, avec une résolution explicite des bâtiments. Nous avons, dans ce cadre, simulé l'expérience de terrain MUST (Mock Urban Setting Test), qui consiste en des rejets de gaz dans une canopée urbaine représentée par des rangées régulières de containers. Nous nous sommes intéressés dans nos analyses aussi bien aux concentrations moyennes qu'aux fluctuations des concentrations. En effet, ces dernières ont un intérêt important dans les études d'impact mais sont souvent négligées dans les études de dispersion.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence l'influence des bâtiments sur l'écoulement moyen et la dispersion. L'effet principal sur l'écoulement est un fort ralentissement avec l'apparition de zones de recirculation. La turbulence est également modifiée avec l'apparition, en dessous du niveau des toits, de zones de faible turbulence près des parois protégées du vent et, au niveau des toits, de zones de fortes de turbulence, près du point d'impact sur les obstacles. L'effet moyen des bâtiments sur la dispersion est une déviation de l'axe du panache par rapport à la direction du vent incident, due à l'acheminement du polluant à travers les rues perpendiculaires aussi bien que les rues parallèles.

Les résultats du modèle sont en bonne adéquation avec les mesures de l'expérience MUST pour la dynamique et les concentrations moyennes, avec pour ces dernières un FAC2 de 67.1% (FAC2 : proportion de valeurs prédites comprises entre la moitié et le double des valeurs observées). Le FAC2 atteint 92.5% si on ne s'intéresse qu'aux maximums des concentrations moyennes sur chaque ligne de détecteurs. La comparaison avec

les résultats d'autres modèles nous permet de conclure que les simulations donnent des résultats satisfaisants pour les concentrations moyennes. La validation du modèle de fluctuations donne de moins bons résultats, cela pouvant s'expliquer par la difficulté de simuler des grandeurs du second ordre et par la simplicité du modèle utilisé. Néanmoins, avec un FAC2 de 60.1% pour l'ensemble des mesures, le modèle de fluctuations reste satisfaisant. La comparaison avec d'autres modèles met en évidence la difficulté de modéliser les fluctuations pour des conditions météorologiques réelles (et l'instationnarité inhérente à celles-ci). Enfin, cette étude détaillée a permis des études de sensibilité pour les simulations numériques. Nous avons ainsi testé la pertinence de l'utilisation des coefficients de Launder et Spalding (1974) pour des études à cette échelle, en comparaison à d'autres coefficients proposés dans les études atmosphériques, et montré qu'ils sont les plus appropriés. De même nous avons discuté le choix du paramètre R_v dans l'équation de transport des variances des concentrations et montré que les résultats sont très sensibles au choix de ce paramètre. La valeur $R_v=0.8$ que nous avons choisie dans notre modèle apparaît bien adaptée à nos simulations, mais ne l'est pas nécessairement pour toutes les applications. Nous avons également montré que pour modéliser le profil amont de turbulence, l'utilisation des mesures, si elles sont disponibles, donnent des résultats plus précis qu'un profil en équilibre issu de la théorie de Monin-Obukhov. Néanmoins, si ces mesures ne sont pas disponibles, le profil théorique donne, dans la plupart des cas, des résultats acceptables. En outre, nous avons souligné l'importance de prendre en compte dans les simulations les effets de stabilité atmosphérique propres à la canopée, en particulier pour la modélisation des fluctuations.

Cette dernière étude de sensibilité met donc en évidence l'importance de prendre en compte les effets thermiques des bâtiments dans la modélisation micrométéorologique de la ville. Dans nos simulations de l'expérience MUST, nous les avons prises en compte à l'aide de mesures de températures. Si celles-ci ne sont pas disponibles (ce qui est souvent le cas), il apparaît ainsi important de pouvoir les modéliser. Le deuxième objectif de ce travail était alors d'implémenter un schéma radiatif et thermique dans le modèle *Mercur*e pour des simulations en milieu urbain. En effet, si un modèle de rayonnement atmosphérique est déjà disponible dans le code, il n'est adapté qu'aux terrains plats. Notre objectif était donc de développer un modèle adapté à la géométrie complexe. Pour cela, nous avons fait une analyse détaillée des processus mis en jeu dans le rayonnement et le bilan radiatif en milieu urbain et fait une revue des différentes approches existantes pour les modé-

liser. Il ressort de cette revue une première méthode adaptée à la géométrie complexe, consistant à calculer les flux incidents à l'aide de facteurs de formes. Un facteur limitant d'une telle approche pour nos applications s'est révélé être l'espace mémoire requis pour un nombre de facettes de bord important. Afin de ne pas à avoir à utiliser de maillages différents pour la dynamique et le radiatif et pour développer un schéma cohérent avec les méthodes numériques de *Mercur*, nous avons opté pour une autre approche. Nous avons en effet adapté le modèle de transfert thermique, déjà présent dans le noyau de *Mercur*, servant à modéliser par exemple la combustion dans les chaudières. Ce modèle consiste à résoudre l'équation des transferts radiatifs en milieu semi-transparent. Nous avons alors adapté ce modèle au rayonnement atmosphérique en utilisant, dans un premier temps, un modèle simple de température de parois, celui dit de 'force-restore'. L'avantage de ce nouveau modèle radiatif est qu'il permet d'évaluer les flux radiatifs aussi bien sur les parois que sur le sol entre les bâtiments. Un autre avantage est de pouvoir prendre en compte un milieu non transparent : à l'échelle des bâtiments, l'atmosphère peut être dans la plupart des cas considérée comme transparente, mais dans certains cas, comme des épisodes de brouillard ou de nuages épais de polluants, la prise en compte d'un milieu non transparent devient nécessaire. Néanmoins, ce schéma présente des désavantages : il est d'une part beaucoup plus coûteux en temps calcul et d'autre part la discrétisation angulaire, utilisée pour la résolution numérique de l'équation des transferts radiatifs, rend cette méthode beaucoup moins précise qu'un calcul de facteurs de forme (qui est un calcul purement géométrique).

Nous avons validé le nouveau schéma radiatif et thermique avec des cas simples trouvés dans la littérature, dans le cas d'une atmosphère transparente. Ces validations permettent de conclure que malgré l'imprécision inhérente à la discrétisation angulaire et à la dispersion numérique, le modèle donne des résultats satisfaisants, comparables, pour la plupart des cas, aux résultats obtenus avec d'autres modèles. Néanmoins une diminution de la résolution angulaire (passage de 128 à 32 directions) entraîne une imprécision conséquente dans les résultats. En outre, si le modèle de température de surface de 'force-restore' permet d'obtenir à ce stade des résultats satisfaisants, il est très sensible aux paramètres thermiques et en particulier à la température intérieure des bâtiments (qui n'est pas toujours disponible dans les applications).

L'implémentation du nouveau modèle radiatif dans *Mercur* ouvre désormais de nom-

breuses perspectives d'étude. Une première perspective est de valider le couplage radiatif-dynamique avec l'expérience MUST et de poursuivre la validation avec des cas plus complexes : une étude plus poussée devrait être menée sur une autre expérience, également sur un milieu idéalisé, mais plus spécifiquement dédiée aux effets climatiques urbains. A partir septembre 2004, le Japanese Urban Climate Group of CREST (Core Research For Evolutional Science and Technology) a effectué une campagne de mesures sur un modèle d'une ville idéalisée à l'échelle 1/5 : l'expérience COSMO (Comprehensive Outdoor Scale Model Experiment for Urban Climate) consiste en la modélisation idéalisée d'une ville par des cubes de béton de 1.5 m de haut et d'épaisseur de murs de 0.1 m, répartis régulièrement sur une surface totale de 50x100 m². De nombreux instruments ont été déployés entre les cubes afin de mesurer aussi bien les grandeurs dynamiques que microclimatiques (Kanda et al., 2006). Une validation avec une telle expérience permettrait d'approfondir les études sur le couplage dynamique/thermique. La validation du modèle devrait être aussi étendue à des campagnes de mesures sur ville réelle. En 2004-2005, Météo France a mené une campagne de mesures sur la ville de Toulouse (CAPITOUL) pour étudier la météorologie urbaine et en particulier le phénomène d'îlot de chaleur urbain (Masson et al. 2004). Lors de certaines POI (périodes d'observation intensives), des vols au-dessus du centre ville ont permis d'acquérir des images infrarouges des bâtiments et des mesures au sol des températures des parois dans plusieurs rues. L'objectif serait alors de modéliser un quartier de la ville et de valider le modèle sur les périodes d'observations intensives. Une telle validation permettrait en particulier d'affiner le modèle de paroi utilisé. En effet, dans une première étape, le modèle de type 'force-restore' peut atteindre ses limitations sur un site réel. Un modèle multi-couches (tenant compte par exemple de l'isolation des bâtiments) serait mieux adapté (Masson, 2000 ; Krayenhoff, 2005 ; Pignolet-Tardan, 1997) et permettrait de mieux prendre en compte les échanges entre l'intérieur et l'extérieur des habitations.

Une autre perspective est l'étude des brouillards. Les brouillards sont des phénomènes de petite échelle mettant en jeu des processus microphysiques complexes. Actuellement bien étudiés en atmosphère libre, ils le sont encore peu en milieu bâti. Les brouillards peuvent avoir un fort impact sociétal, en particulier dans les zones aéroportuaires, où ils peuvent perturber fortement l'activité aérienne. Le nouveau modèle radiatif tridimensionnel en milieu bâti pourrait permettre une étude complète de tels phénomènes, en complément des processus microphysiques déjà pris en compte dans une version de *Mer-*

cure (Bouzereau et al., 2005). Les modèles de brouillard existants reposent essentiellement sur des considérations bidimensionnelles et consistent en des modèles multi-couches (Lacis et Hansen, 1974). Ces modèles multi-couches permettent de prendre en compte les phénomènes radiatifs nécessaires à l'étude de la microphysique : l'absorption, la diffusion et la réflexion sur les couches inférieures et supérieures. La prise en compte de milieux non transparents dans le nouveau schéma radiatif tridimensionnel devrait permettre de reproduire ces phénomènes. Une première étape serait alors de comparer les résultats des modèles bi et tridimensionnels sur des couches de brouillard idéalisées (sur sol homogène). Les multi réflexions sur les bâtiments nécessitent une modélisation tridimensionnelle des processus. La validation du modèle en milieu bâti pourra alors être faite par les mesures sur le site du SIRTa (Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique, sur le site de l'Ecole Polytechnique à Palaiseau), qui dans le cadre de la campagne Paris Fog 2006 prévoit d'instrumenter une zone autour des bâtiments pour des mesures de rayonnement et de brouillard.

Bibliographie

- Aida, M. : 1982, Urban albedo as a function of the urban structure – A model experiment, *Boundary-Layer Meteorol.*, **23**, 405-413.
- Allwine, K. J., Leach, M. J., Stockham, L. W., Shinn, J. S., Hosker, R. P., Bowers J. F. et Pace J. C. : 2004, Overview of Joint Urban 2003 - An atmospheric dispersion study in Oklahoma City, *Symposium on Planning, Nowcasting and Forecasting in the Urban Zone*, American Meteorological Society, Seattle, Washington, January 11-15.
- Allwine, K. J., Shinn, J. H., Streit, G. E., Clawson, K. L. et Brown, M. : 2002, Overview of Urban 2000 - a Multiscale Field Study of Dispersion through an Urban Environment, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 521-536.
- Andronopoulos, S., Grigoriadis, D., Robins, A., Venetsanos, A., Rafailidis, S. et Bartzis, J. G. : 2002, Three-Dimensional Modelling of Concentration Fluctuations in Complicated Geometry, *Environ. Fluid Mech.*, **1**, 415-440.
- Archambeau, F., Mechitoua, N. et Sakiz, M. : 2003, Code_Saturne : a Finite Volume Code for the Computation of Turbulent Incompressible Flows - Industrial Applications, *International Journal on Finite Volumes*.
- Arnfield, A. J. : 1982, An approach to the estimation of the surface radiative properties and radiation budgets of cities, *Phys. Geogr.*, **3**, 97-122.
- Arnfield, A. J. : 2000, A simple model of urban canyon energy budget and its validation, *Phys. Geogr.*, **21**, 305-326.
- Arnfield, A. J. : 2003, Two decades of urban climate research : a review of turbulence, exchanges of energy and water, and the urban heat island, *Int. J. Climatol.*, **23**, 1-26.
- Arnfield, A. J. et Grimmond, C. S. B. : 1998, An urban canyon energy budget model and its application to urban storage heat flux modeling, *Energ. Build.*, **27**, 61-68.
- Arya, S. P. : 1999, Air Pollution Meteorology and Dispersion, , Oxford University Press.

- Arya, S. P. : 2001, Introduction to Micrometeorology, Second Edition, , Academic Press, San Diego, 420pp.
- Baik, J.-J., Kim, J.-J. et Fernando, H. J. S. : 2003, A CFD Model for Simulating Urban Flow and Dispersion, *J. Appl. Meteorol.*, **42**, 1636-1648.
- Baik, J.-J. et Kim, J.-J. : 1999, A Numerical Study of Flow and Pollutant Dispersion Characteristics in Urban Street Canyons, *J. Appl. Meteorol.*, **38**, 1576-1589.
- Baker, J. et Thornes, J. E. : 2006, Solar Position within Monet's Houses of Parliament, *Proceedings of the Royal Society A*, vol 462, Number 2076, 3775-3788.
- Batchvarova, E. et Gryning, S.-E. : 2006, Progress in urban dispersion studies, *Theor. Appl. Climatol.*, **84**, 57-67.
- Beare, R. J. et Macvean, M. K. : 2004, Resolution sensitivity and scaling of large-eddy simulations of the stable boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **112**, 257-281.
- Biltoft, C. A. : 2001, Customer Report for Mock Urban Setting Test, DPG Document No. WDTC-FR-01-121, West Desert Test Center, U.S. Army Dugway Proving Ground, Dugway, Utah, 58pp.
- Biltoft, C. A. : 2001, *Customer Report for Mock Urban Setting Test*, DPG Document No. WDTC-FR-01-121, West Desert Test Center, U.S. Army Dugway Proving Ground, Dugway, Utah, 58pp.
- Bintanja, R. : 1996, The parameterization of shortwave and longwave radiative fluxes for use in zonally averaged climate models, *J. Climate*, **9**, 439-454.
- Bird, R. E. et Hulstrom, R. L. : 1981, A Simplified Clear Sky Model for Direct and Diffuse Insolation on Horizontal Surfaces, , SERI/TR-642-761, Solar Research Institute, Golden, Colorado.
- Bornstein, R. : 1987, Urban barrier effects on mesoscale and synoptic systems, *Preprint Volume 9, Conference on Mesoscale Processes, Amer. Met. Soc.*, 21-26, August
- Bottema, M. : 1997, Urban roughness modelling in relation to pollutant dispersion, *Atmos. Environ.*, **31**, 3059-3075.
- Bougeault, P. et Lacarrère, P. : 1989, Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta scale model, *Mon. Weather Rev.*, **117**, 1872-1890.
- Bouzereau, E. 2004 Représentation des nuages chauds dans le modèle météorologique Mercure : Applications aux panaches d'aéroréfrigérants et aux précipitations orographiques, *Thèse de doctorat*, Université Paris VI, France.

- Bouzereau, E., Musson-Genon, L. et Carissimo, B. : 2005, On the definition of the cloud water content fluctuations and its effects on the computation of a second-order liquid water correlation, soumis à *J. Atmos. Sci.*,
- Bozonnet, E., Belarbi, R. et Allard, F. : 2004, Modelling solar effects on the heat and mass transfer in a street canyon, a simplified approach, *Sol. Energ.*, **79**, 10-24.
- Britter, R. et Hanna, S. R. : 2003, Flux and Dispersion in Urban Areas, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **35**, 469-496.
- Brook, D. R., Beck N. V., Clem C. M., Strickland, D. C., Griffiths, I. H., Hall, D. J., Kingdon R. D. et Hargrave, J. M. : 2002, Validation of the Urban Dispersion Model (UDM), *8th Int. Conf. on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, Sofia, Bulgaria, October 14-17
- Buty, D., Caneill, J. Y. et Carissimo, B. : 1988, Simulation numérique de la couche limite atmosphérique en terrain complexe au moyen d'un modèle mesométéorologique non hydrostatique : le code MERCURE, *J. Theor. Appl. Mech.*, **7**, 35-62.
- Byrne, C. E. I. et Holdo, A. E. : 1998, Effects of increased geometric complexity on the comparison between computational and experimental simulations, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **73**, 159-179.
- Cai, X., Zhang, R. et Li, Y. : 2006, A large-eddy simulation and lagrangian stochastic study of heavy particle dispersion in the convective boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **120**, 413-435.
- Camelli, F. E., Lohner, R. et Hanna S. R. : 2005, VLES Study of MUST Experiment, *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, January 10-13
- Carissimo, B., Dupont, E., Musson-Genon, L. et Marchand, O. : 1995, Note de principe du code Mercure, version 3.1, *Rapport interne EDF*,
- Carissimo, B. et Macdonald R. W. : 2002, A porosity/drag approach for the modeling of flow and dispersion in the urban canopy, *In Air Pollution Modeling and its Application XV* Ed. C. Borrego and Schayes G. , Kluwer Academic.
- Cassiani, M., Franzese, P. et Giostra, U. : 2005a, A PDF micromixing model of dispersion for atmospheric flow. PartI : development of the model, application to homogeneous turbulence and to neutral boundary layer, *Atmos. Environ.*, **39**, 1457-1469.
- Cassiani, M., Franzese, P. et Giostra, U. : 2005b, A PDF micromixing model of dispersion for atmospheric flow. PartII : application to convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, **39**, 1471-1479.

- Chan, A. T., So, E. S. P. et Samad, S. C. : 2001, Strategic guidelines for street canyon geometry to achieve sustainable street air quality, *Atmos. Environ.*, **35**, 5681-5691.
- Chang, C.-H. et Meroney, R. N. : 2003, Concentration and flow distributions in urban street canyons : wind tunnel and computational data, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **91**, 1141-1154.
- Chang, J. C. et Hanna, S. R. : 2004, Air quality model performance evaluation, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **87**, 167-196.
- Cheng, Y., Lien, F. S., Yee, E. et Sinclair, R. : 2003, A comparison of large Eddy simulations with a standard $k-\epsilon$ Reynolds-averaged Navier-Stokes model for the prediction of a fully developed turbulent flow over a matrix of cubes, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **91**, 1301-1328.
- Coceal, O., Thomas, T. G., Castro, I. P. et Belcher, S. E. : 2006, Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles, à paraître dans *Boundary-Layer Meteorol.*,
- Coceal, O. et Belcher, S. E. : 2004, A canopy model of mean winds through urban areas, *Quart. J. Royal. Meteorol. Soc.*, **130**, 1349-1372.
- Coceal, O. et Belcher, S. E. : 2005, Mean winds through an inhomogeneous urban canopy, *Boundary-Layer Meteorol.*, **115**, 47-68.
- Cohen, J. E. et Reynolds, A. M. : 2000, Parameterization of the two-point velocity correlation function in a two-particle lagrangian stochastic model and its effect on the prediction of concentration variances due to a line source, *J. Appl. Meteorol.*, **39**, 1762-1769.
- Crawford, T. M. et Duchon, C. E. : 1999, An improved parameterization for estimating effective atmospheric emissivity for use in calculating daytime downwelling longwave radiation, *J. Appl. Meteorol.*, **38**, 474-480.
- Csanady, G. T. : 1967, Concentration fluctuations in turbulent diffusion, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 21-28.
- Cui, Z., CAI, X. et Baker, C. J. : 2004, Large-eddy simulation of turbulent flow in a street canyon, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 1373-1394.
- de Haan, P. : 2001, Predicting concentration fluctuations with a puff-particle model, *Int. J. Environment and Pollution*, **16**, 49-56.

- de Haan, P., et Rotach, M. W. : 1998, A novel approach to atmospheric dispersion modelling : the Puff-Particle Model (PPM), *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 2771-2792.
- Deardorff, J. W. : 1978, Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation, *J. Geophys. Res.*, **83**, 1889-1904.
- DeCroix, D. S. : 2002, Large eddy simulation of urban dispersion during the URBAN2000 field program IOP-10, *4th Symposium on the Urban Environment*, American Meteorological Society.
- Demaël, E. et Carissimo, B. : 2006, A comparison between Eulerian CFD and Gaussian Plume models on Prairie Grass Dispersion Experiment, à paraître dans *J. Appl. Meteorol.*,
- Douce, A. et Méchitoua, N. : 2003, Mise en oeuvre dans le code Saturne des modélisations physiques particulières. Tome 3 : Transfert thermique radiatif en milieu gris semi-transparent, *Rapport interne EDF*,
- Dupont, S. : 2001, Modélisation dynamique et thermodynamique de la canopée urbaine : réalisation du modèle de sols urbains pour SUBMESO, *Thèse de doctorat*, Université de Nantes, France.
- Dupont, S., Otte, T. O. et Ching, J. K. S. : 2004, Simulation of meteorological fields within and above urban and rural canopies with a mesoscale model (MM5), *Boundary-Layer Meteorol.*, **113**, 111-158.
- Duykerke, P. G. : 1988, Application of the E- ϵ Turbulence Closure Model to the Neutral and Stable Atmospheric Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 865-880.
- Elkhalfi, A. 1992 Comparaison hydrostatique non-hydrostatique avec le code Mercure sur les écoulements orographiques., *Thèse de doctorat*,
- Fackrell, J. E. et Robins A. G. : 1982a, Concentration fluctuations and fluxes in plumes from point sources in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **117**, 1-26.
- Fackrell, J. E. et Robins A. G. : 1982b, The effects of source size on concentration fluctuations in plumes, *Boundary-Layer Meteorol.*, **22**, 335-350.
- Fiveland, W. A. : 1984, Discrete-ordinates solutions of the radiative transport equation for rectangular enclosure, *J. Heat Tran.*, **106**, 699-706.
- Franzese, P. : 2003, Lagrangian stochastic modeling of a fluctuating plume in the convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, **37**, 1691-1701.

- Gailis, R. M., Hill, A., Yee, E. et Hilderman, T. : 2006, Extension of a fluctuating plume model of tracer dispersion to a shear boundary layer and to a large array of obstacles, à paraître dans *Boundary-Layer Meteorol.*,
- Garratt, J. R. : 1992, *The Atmospheric Boundary Layer*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series - Cambridge University Press, 316pp.
- Gifford, F. : 1959, Statistical properties of a fluctuating plume dispersion model, *Adv. Geophys.*, **6**, 117-137.
- Glockner, S. : 2000, Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes, *Thèse de doctorat*, Université Bordeaux I, France.
- Glockner, S., Caltagirone, J.-P. et Morel, P. : 1999, Modélisation d'écoulements dans des espaces urbains, *Int. J. Therm. Sci.*, **38**, 703-711.
- Gomez, V. et Casanovas, A. : 2003, Fuzzy modeling of solar irradiance on inclined surfaces, *Sol. Energ.*, **75**, 307-315.
- Grimmond, C. S. B., Cleugh, H. A. et Oke, T. R. : 1991, An objective urban heat storage model and its comparison with other schemes, *Atmos. Environ.*, **25B**, 311-326.
- Grimmond, C. S. B. et Oke, T. R. : 1995, Comparison of heat fluxes from summertime observations in the suburbs of four North American cities, *J. Appl. Meteorol.*, **34**, 873-889.
- Grimmond, C. S. B. et Oke, T. R. : 1999, Aerodynamic Properties of Urban Areas Derived from Analysis of Surface Form, *J. Appl. Meteorol.*, **38**, 1262-1292.
- Grimmond, C. S. B. et Oke, T. R. : 2002, Turbulent heat fluxes in urban areas : Observations and a Local-Scale Urban Meteorological Parameterization Scheme (LUMPS), *J. Appl. Meteorol.*, **41**, 792-810.
- Gryning, S.-E. et Lyck, E. : 1984, Atmospheric dispersion from elevated sources in an urban area : Comparison between tracer experiments and model calculations, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **23**, 651-660.
- Hanna, R. S. : 1984, Concentration fluctuations in a smoke plume, *Atmos. Environ.*, **18**, 1091-1106.
- Hanna, S. R. et Chang, J. C. : 2001, Use of the Kit Fox field data to analyze dense gas modeling issues, *Atmos. Environ.*, **35**, 2231-2242.
- Hanna, S. R. et Chang, J. C. : 1992, Boundary layer parameterizations for applied dispersion modeling over urban areas, *Boundary-Layer Meteorol.*, **58**, 229-259.

- Hanna, S. R., Britter, R. et Franzese, P. : 2003, A baseline urban dispersion model evaluated with Salt Lake City and Los Angeles tracer data, *Atmos. Environ.*, **37**, 5069-5082.
- Hanna, S. R., Hansen, O. R. et Dharmavaram, S. : 2004, FLACS CFD air quality model performance evaluation with Kit Fox, MUST, Prairie Grass, and EMU observations, *Atmos. Environ.*, **38**, 4675-4687.
- Hanna, S. R., Tehranian, S., Carissimo, B., Macdonald, R. W. et Lohner, R. : 2002, Comparisons of model simulations with observations of mean flow and turbulence within simple obstacle arrays, *Atmos. Environ.*, **36**, 5067-5079.
- Harman, I. N. : 2003, The energy balance of urban areas, *Thèse de doctorat*, University of Reading, Royaume-Uni.
- Harman, I. N., Barlow, J. F. et Belcher, S. E. : 2004, Scalar fluxes from urban street canyons. Part II : Model, *Boundary-Layer Meteorol.*, **113**, 387-409.
- Harms, F. : 2005, Untersuchung von Schadstoffausbreitungen in einer idealisierten urbanen Rauigkeitsstruktur, *Diplomarbeit*, Université de Hambourg, Allemagne.
- Harris, V. G., Graham, J. A. H. et Corrsin, S. : 1977, Further experiments in nearly homogeneous turbulent shear flow, *J. Fluid. Mech.*, **81**, 657-687.
- Henn, D. S. et Sykes, R. I. : 1992, Large-eddy simulation of dispersion in the convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, **26A**, 3145-3159.
- Hertel, O. et Berkowicz, R. : 1989, Modelling pollution from traffic in a street canyon. Evaluation of data and model development., , DMU Luft, A-129, NERI.
- Hsieh, K.-J., Lien, F.-S. et Yee, E. : 2006, Numerical modeling of scalar dispersion in an urban canopy, soumis à *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*,
- Idczak, M., Mestayer, P., Rosant, J.-M., Sini, J.-F. et Violleau, M. : 2006, Micrometeorological Measurements in a Street Canyon during the Joint ATREUS-PICADA Experiment, à paraître dans *Boundary-Layer Meteorol.*,
- Iqbal, M. : 1983, An introduction to solar radiation, , Academic Press, Toronto, 390pp.
- Iwabuchi, H. : 2006, Efficient Monte Carlo Methods for Radiative Transfer Modeling, *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2324-2339.
- Johnson, G. T., Oke, T. R., Lyons, T. J., Steyn, D. G., Watson, I. D. et Voogt, J. A. : 1991, Simulation of surface urban heat islands under 'ideal' conditions at night. Part I : Theory and tests against field data, *Boundary-Layer Meteorol.*, **56**, 275-294.

- Jones, A. R. et Thomson, D. J. : 2006, Simulation of time series of concentration fluctuations in atmospheric dispersion using a correlation-distortion technique, *Boundary-Layer Meteorol.*, **118**, 25-54.
- Kaimal, J. C. et Finnigan, J. J. : 1994, Atmosphere boundary layer flows : Their structure and measurement, , Oxford University Press.
- Kanda, M. : 2006, Large-eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures, *Boundary-Layer Meteorol.*, **118**, 151-168.
- Kanda, M., Kawai, T. et Nakagawa, K. : 2005a, A simple theoretical radiation scheme for regular building arrays, *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 71-90.
- Kanda, M., Kawai, T., Kanega, M., Moriwaki, R., Narita, K. et Hagishima, A. : 2005b, A simple energy balance model for regular building arrays, *Boundary-Layer Meteorol.*, **116**, 423-443.
- Kanda, M., Kawai, T., Narita, K., Hagishima, A., et Moriwaki, R. : 2006, A comprehensive outdoor scale model experiment for urban climate (COSMO), *6th International Conference on Urban Climate*, 12-16 juin, Göteborg, Suède.
- Kanda, M., Moriwaki, R. et Kasamatsu, F. : 2004, Large-eddy simulation of turbulent organized structures within and above explicitly resolved cube arrays, *Boundary-Layer Meteorol.*, **112**, 343-368.
- Kastner-Klein, P. et Rotach, M. W. : 2004, Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **111**, 55-84.
- Kastner-Klein, P., Berkowicz R. et Britter, R. : 2004, The influence of street architecture on flow and dispersion in street canyons, *Meteorol. Atm. Phys.*, **87**, 121-131.
- Kastner-Klein, P. et Plate, E. J. : 1999, Wind-tunnel study of concentration fields in street canyons, *Atmos. Environ.*, **33**, 3973-3979.
- Kato, M. et Launder, B. E. : 1993, The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, *Proceedings, 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto*, 10.4.1-10.4.6
- Kim, J.-J. et Baik, J.-J. : 1999, A numerical study of thermal effects on flow and pollutant dispersion in urban street canyons, *J. Appl. Meteorol.*, **38**, 1249-1261.
- Kim, J.-J. et Baik, J.-J. : 2004, A numerical study of the effects of ambient wind direction on flow and dispersion in urban street canyons using the RNG $k-\epsilon$ turbulence model, *Atmos. Environ.*, **38**, 3039-3048.

- Kim, J.-J. et Baik, J.-J. : 2005, Spatial and temporal structure of the urban heat island in Seoul, *J. Appl. Meteorol.*, **44**, 491-605.
- Kovar-Panskus, A., Moulinneuf, L., Savory, E., Abdelqari, A., Sini, J.-F., Rosant, J.-M., Robins, A. et Toy, N. : 2002, A wind tunnel investigation of the influence of solar-induced wall-heating on the flow regime within a simulated urban street canyon, *Water Air Soil Pollut.*, **2**, 555-571.
- Krayenhoff, E. S. : 2005, A micro-scale 3-D urban energy balance model for studying surface temperatures, *Master of Science*, University of West Ontario, Canada
- Kusaka, H., Kondo, H., Kikegawa, Y. et Kimura, F. : 2001, A simple single-layer urban canopy model for atmospheric models : Comparison with multi-layer and slab models, *Boundary-Layer Meteorol.*, **101**, 329-358.
- Lacis, A. A. et Hansen, J. E. : 1974, A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 118-133.
- Lacour, S., Schmitt-Foudhil, H. et Carissimo, B. : 2006, Detailed modelling of NOx and NO2 dispersion in a street canyon., soumis à *Atmos. Environ.*,
- Laine, V., Venäläinen, A., Heikinheimo, M. et Hyvärinen, O. : 1999, Estimation of surface global radiation from NOAA AVHRR data in high latitudes, *J. Appl. Meteorol.*, **38**, 1706-1719.
- Launder, B. E. et Spalding, D. B. : 1974, The numerical computation of turbulent flow, *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **3**, 269-289.
- Lemonsu, A. et Masson, V. : 2002, Simulation of a summer urban breeze over Paris, *Boundary-Layer Meteorol.*, **104**, 463-490.
- Lemonsu, A., Grimmond, C. S. B. et Masson, V. : 2004, Modeling the surface energy balance of the core of an old Mediterranean city : Marseille, *J. Appl. Meteorol.*, **43**, 312-327.
- Leroyer, S., Calmet, I. et Mestayer, P. G. : 2004, A sensitivity analysis of urban boundary layer on canopy description, *9th Int. Conf. On Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 1er-4 juin, Garmisch-Partenkirchen, Allemagne.
- Lewis, D. M. : 1999, A simple model of concentration fluctuations in neutrally buoyant clouds, *Boundary-Layer Meteorol.*, **90**, 117-153.

- Lewis, D. M. et Chatwin, P. C. : 1997, A tree-parameter PDF for the concentration of an atmospheric pollutant, *J. Appl. Meteorol.*, **36**, 1064-1075.
- Lien, F.-S. et Yee, E. : 2004, Numerical modelling of the turbulent flow developing within and over a 3-D building array, Part I : a high-resolution Reynolds-averaged Navier-Stokes approach, *Boundary-Layer Meteorol.*, **112**, 427-466.
- Lien, F.-S. et Yee, E. : 2005, Numerical modelling of the turbulent flow developing within and over a 3-D building array, Part III : a distributed drag force approach, its implementation and application, *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 287-313.
- Lien, F.-S., Yee, E. et Wilson, J. D. : 2005, Numerical modelling of the turbulent flow developing within and over a 3-D building array, Part II : A mathematical foundation for a distributed drag force approach, *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 245-285.
- Liu, J., Shang, H. M. et Chen, Y. S. : 2000, Development of an unstructured radiation model applicable for two-dimensional planar axysymmetric and three-dimensional geometries, *J. Heat Tran.*, **66**, 17-33.
- Louka, P., Vachon, G., Sini, J.-F., Mestayer, P. G. et Rosant, J.-M. : 2002, Thermal Effects on the Airflow in a Street Canyon - Nantes '99 Experimental Results and Model Simulation, *Water Air Soil Pollut. Focus*, **2**, 351-364.
- Luhar, A. K. et Sawford, B. L. : 2005, Micromixing modeling of concentration fluctuations in inhomogeneous turbulence in the convective boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 1-30.
- Luhar, A. K., Hibberd, M. F. et Borgas, M. S. : 2000, A skewed meandering-plume model for concentration statistics in the convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, **34**, 3599-3616.
- Macdonald, R. W. : 2000, Modelling The Mean Velocity Profile In The Urban Canopy Layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **97**, 25-45.
- Macdonald, R. W. et Ejim, C. E. : 2002, *Flow and Dispersion Data from a Hydraulic Simulation of the MUST array*. Tech. Rep. 2002-3, University of Waterloo, Department of Mechanical Engineering
- Macdonald, R. W., Griffiths, R. F. et Hall, D. J. : 1998, An improved method for the estimation of surface roughness of obstacles array, *Atmos. Environ.*, **32**, 1857-1864.
- Martilli, A., Clappier, A. et Rotach, M. W. : 2002, An urban surface exchange parametrisation for mesoscale models, *Boundary-Layer Meteorol.*, **104**, 261-304.

- Masson, V. : 2000, A physically-based scheme for the urban energy balance in atmospheric models, *Boundary-Layer Meteorol.*, **94**, 357-397.
- Masson, V. : 2006, Urban surface modeling and the meso-scale impact of cities, *Theor. Appl. Climatol.*, **84**, 35-45.
- Masson, V., Grimmond, C. S. B. et Oke, T. R. : 2002, Evaluation of the Town Energy Balance (TBE) scheme with direct measurements from dry districts in two cities, *J. Appl. Meteorol.*, **41**, 1011-1026.
- Masson, V., Pigeon, G., Durand, P., Gomes, L., Salmond, J., Lagouarde, J.-P., Voogt, J., Oke, T., Lac, C., Liousse, C. et Maro, D. : 2004, The canopy and aerosol particles interaction in Toulouse urban layer (CAPITOUL) experiment : First Results, *5th Symposium of the Urban Environment*, American Meteorological Society, 23-26 Août, Vancouver, BC, Canada.
- Maxwell, E. L. : 1998, METSAT – The solar radiation model used in the production of the National Solar Radiation Data Base (NSRDB), *Sol. Energ.*, **62**, 263-279.
- Meyers, T. P. et Dale, R. F. : 1983, Predicting daily insolation with hourly cloud height and coverage, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **22**, 537-545.
- Miguet, F. et Groleau, D. : 2002, A daylight simulation tool for urban and architectural spaces – application to transmitted direct and diffuse light through glazing, *Build. Environ.*, **37**, 833-843.
- Milliez, M. et Carissimo, B. : 2006a, Numerical simulations of pollutant dispersion in an idealized urban area, for different meteorological conditions, à paraître dans *Boundary-Layer Meteorol.*,
- Milliez, M. et Carissimo, B. : 2006b, CFD modelling of concentration fluctuations in an idealized urban area, en révision pour *Boundary-Layer Meteorol.*,
- Mills, G. : 1997a, An urban canopy-layer climate model, *Theor. Appl. Climatol.*, **57**, 229-244.
- Mills, G. : 1997b, The radiative effects of building groups on single structures, *Energ. Build.*, **25**, 51-61.
- Mole, N. : 2001, The large time behaviour in a model for concentration fluctuations in turbulent dispersion, *Atmos. Environ.*, **35**, 833-844.
- Muneer, T. et Gul, M. S. : 2000, Evaluation of sunshine and cloud cover based models for generating solar radiation data, *Energ. Convers. Manag.*, **41**, 461-482.

- Musson-Genon, L. : 1987, Numerical simulation of a fog event with a one-dimensional boundary layer model, *Mon. Weather. Rev.*, **115**, 592-607.
- Musson-Genon, L. : 1993, Paramétrisation du rayonnement infra-rouge dans le code atmosphérique MERCURE (version 3.1), *Rapport interne EDF*,
- Musson-Genon, L. : 1994, Paramétrisation du rayonnement solaire dans le code atmosphérique MERCURE (version 3.1), *Rapport interne EDF*,
- Musson-Genon, L. : 1995, Comparison of Different Simple Turbulence Closures with a One-Dimensional Boundary Layer Model, *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 163-180.
- Mylne K. R. et Mason, P. J. : 1991, Concentration fluctuation measurements in a dispersing plume at a range up to 1000m, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **117**, 177-206.
- Nelson, M. A., Brown, M. J., Pardyjak, E. R. et Klewicki, J. C. : 2004, Area-averaged profiles over the Mock Urban Setting Test array, *Fifth AMS Symposium on the Urban Environment*, Vancouver, British Columbia, August 2004 23-26.
- Noilhan, J. et Planton, S. : 1989, A simple parameterization of land surface processes for meteorological models, *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 536-549.
- Nunez, M. et Oke, T. R. : 1977, The energy balance of an urban canopy, *J. Appl. Meteorol.*, **16**, 11-19.
- Offerle, B. et Grimmond, C. S. B. : 2006, A gridded version of LUMPS, *Proceedings, ICUC6, 6th International Conference on Urban Climate*, Göteborg, Sweden, June 12th - 16th
- Offerle, B., Grimmond, C. S. B. et Oke, T. R. : 2003, Parameterization of Net All-Wave Radiation for Urban Areas, *J. Appl. Meteorol.*, **42**, 1157-1173.
- Oke, T. R. : 1987, , *Boundary layer climates*, seconde édition, Routledge, London-New York.
- Oke, T. R., Spronken-Smith, R. A., Jauregui, E. et Grimmond, C. S. B. : 1999, The energy balance of central Mexico City during the dry season, *Atmos. Environ.*, **33**, 3919-3930.
- Owen, B., Edmunds, D. J. et Carruthers, D. W. : 1999, Use of a new generation urban scale dispersion model to estimate the concentration of oxides of nitrogen and sulphur dioxide in a large urban area., *Sci. Total Environ.*, **235**, 277-291.
- Paltridge, G. et Platt, C. : 1976, Radiative Processes in Meteorology and Climatology, , Elsevier Scientific Pub Co., Amsterdam, 318pp.

- Panofsky, H. A. et Dutton, J. A. : 1984, *Atmospheric Turbulence*, Wiley & Sons, 397pp.
- Pardyjak, E. R., Brown, M. J., Nelson, M., Zajic, D., Pricevac, M., Biltoft, C. et Klewicki, J. C. : 2002, Building effects on thermal stratification during the MUST Trials, *Proceedings, AMS 4th Symposium on the Urban Environment*, Norfolk, VA, May 20-24
- Pearlmutter, D. et Berliner, P. : 2004, Evaluation of urban surface energy fluxes using an open-air scale model, *J. Appl. Meteorol.*, **44**, 532-545.
- Péniguel, C. et Rupp, I. : 2001, SYRTHES, Conduction et rayonnement thermique, Manuel théorique de la version 3.3, *Rapport interne EDF*,
- Perez, R., Seals, R. et Michalsky, J. : 1990b, Modeling daylight availability and irradiance components from direct and global irradiance, *Sol. Energ.*, **44**, 271-289.
- Perez, R., Seals, R. et Michalsky, J. : 1993, All-weather model for sky luminance distribution—Preliminary configuration and validation, *Sol. Energ.*, **50**, 235-245.
- Perez, R., Seals, R., Ineichen, P., Steward, R. et Menicucci, D. : 1987, A new simplified version of the Perez diffuse irradiance model for tilted surfaces, *Sol. Energ.*, **39**, 221-231.
- Perez, R., Seals, R., Zelenka, A. et Ineichen, P. : 1990a, Climatic evaluation of models that predict hourly direct irradiance from hourly global irradiance : prospects for performance improvements, *Sol. Energ.*, **44**, 99-108.
- Perez, R., Steward, R., Arbogast, C., Seals, R. et Scott, J. : 1986, An anisotropic hourly diffuse radiation model for sloping surfaces : description, performance validation, site dependency evaluation, *Sol. Energ.*, **36**, 481-497
- Perez, R. R., Ineichen, P., Maxwell, E. L., Seals, R. D. et Zelenka, A. : 1992, Dynamic global-to-direct irradiance conversion models, *ASHRAE Transactions : Research*, **3578**, RP-644 354-369.
- Perrin de Brichambaut, C. : 1963, Rayonnement solaire et échanges radiatifs naturels, , Gauthier Villars, 301 pp.
- Pielke, R. A. : 1984, , *Mesoscale meteorological modeling*, Academic Press Inc.
- Pielke, R. A., Cotton, W. R., Walko, R. L., Tremback, C. J., Lyons, W. A., Grasso, L. D., Nicholls, M. E., Moran, M. D., Wesley, D. A., Lee, T. J. Copeland, J. H. : 1992, A comprehensive meteorological modeling system—RAMS, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **49**, 69-91.

- Pignolet-Tardan, F., Depecker, P. et Gatina, J.-C. : 1997, Modélisation du comportement thermique d'un espace urbain : calcul de la réponse en température des structures et de l'air ambiant, *Rev. Gén. Therm.*, **36**, 534-546.
- Pirazzini, R., Nardino, M., Orsini, A., Calzolari, F., Georgiadis, T. et Levizzani, V. : 2000, Parameterization of the downward longwave radiation from clear and cloudy skies at Ny Alesund (Svalbard), *International radiation Symposium*, 24-29 Juillet, Saint Petersburg, Russie.
- Pope, S. B. : 2000, Turbulent flows, , Cambridge University Press.
- Prata, A. J. : 1996, A new longwave formula for estimating downward clearsky radiation at the surface, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 1127-1151.
- Psiloglou, B. E., Santamouris, M. et Asimakopoulos, D. N. : 2000, Atmospheric broadband model for computation of solar radiation at the Earth's surface. Application to Mediterranean climate, *Pure Appl. Geophys.*, **157**, 829-860.
- Pullen, J., Boris, J. P., Young, T., Patnaik, G. et Iselin, J. : 2005, A comparison of contaminant plume statistics from a Gaussian puff and urban CFD model for two large cities, *Atmos. Environ.*, **39**, 1049-1068.
- Rafailidis, S. : 1997, Influence of building areal density and roof shape on the wind characteristics above a town, *Boundary-Layer Meteorol.*, **85**, 255-271.
- Raupach, M. R., Antonia, R. A. et Rajagoplan, S. : 1991, Rough-wall turbulent boundary layers, *Appl. Mech. Rev.*, **44**, 1-25.
- Raupach, M. R., Thorn A. S. et Edwards, I. : 1980, A wind tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces, *Boundary-Layer Meteorol.*, **18**, 373-397.
- Reynolds, A. M. : 2000, Representation of internal plume structure in Gifford's meandering plume model, *Atmos. Environ.*, **34**, 2539-2545.
- Reynolds, W. C. : 1974, Computation of turbulent flows, *AIAA Paper No. 74-556*, AIAA *Seventh Fluid and Plasma Dynamics Conf.*, Palo Alto
- Richards, P. J. et Hoxey, R. P. : 1993, Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the $k-\epsilon$ turbulence model, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **46-47**, 145-153.
- Ringebach, N. : 2004, Bilan radiatif et flux de chaleur en climatologie urbaine : mesures, modélisation et validation sur Strasbourg, *Thèse de doctorat*, Université Louis Pasteur, Strasbourg I, France.

- Rooney, G. G., Longley, I. D. et Barlow, J. F. : 2005, Variation of urban momentum roughness length with land use in the upwind source area, as observed in tow U. K. cities, *Boundary-Layer Meteorol.*, **115**, 69-84.
- Ross, S. L. et Oke, T. R. : 1988, Tests of three urban energy balance models, *Boundary-Layer Meteorol.*, **44**, 73-96.
- Rotach, M. W. : 2001, Simulation Of Urban-Scale Dispersion Using A Lagrangian Stochastic Dispersion Model, *Boundary-Layer Meteorol.*, **99**, 379-410.
- Rotach, M. W., Gryning, S.-E., Batchvarova, E., Christen, A. et Vogt R. : 2004, Pollutant dispersion close to an urban surface - the BUBBLE tracer experiment, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **87**, 39-56.
- Roth, M. : 2000, Review of atmospheric turbulence over cities, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 941-990.
- Sada, K. et Sato, A. : 2002, Numerical calculation of flow and stack-gas concentration fluctuation around a cubical building, *Atmos. Environ.*, **36**, 5527-5534.
- Santamouris, M., Mihalakakou, G., Psiloglou, B., Eftaxias, G. et Asimakopoulos, D. N. : 1999, Modeling the global solar radiation on the Earth's surface using atmospheric deterministic and intelligent data-driven techniques, *J. Climate*, **12**, 3105-3116.
- Sato, A. et Sada, K. : 2002, Estimation of Gas Concentration Fluctuations using a Numerical Model and Comparison with those of Wind Tunnel Experiments, *Proceedings, 8th Int. Conf. on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes*, 215-219.
- Sawford, B. L. : 2004, Micro-mixing modelling of scalar fluctuations for plumes in homogeneous turbulence, *Flow, Turbulence and Combustion*, **31**, 133-160.
- Sawford, B. L. : 2006, Lagrangian stochastic modelling of chemical reaction in a scalar mixing layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **118**, 1-23.
- Scaperdas, A. S. : 2000, Modelling air flow and pollutant dispersion at urban canyon intersections, *Thèse de doctorat*, Imperial College of Science, Technology and Medicine, Londres, Royaume-Uni.
- Schatzmann, M. et Leitl, B. : 2002, Validation and application of obstacle-resolving urban dispersion models, *Atmos. Environ.*, **36**, 4811-4821.
- Schatzmann, M., Rafailidis, S. et Pavageau, M. : 1997, Some remarks on the validation of small-scale dispersion models with field and laboratory data, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **67-68**, 885-893.

- Seinfeld, J. H. : 1986, *Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution*, , Wiley-Interscience.
- Sievers, U. et Zdunkowski, W. : 1985, A numerical simulation scheme for the albedo of city street canyons, *Boundary-Layer Meteorol.*, **33**, 245-257.
- Sini, J.-F., Anquetin, S. et Mestayer, P. : 1996, Pollutant Dispersion and Thermal Effects in Urban Street Canyons, *Atmos. Environ.*, **15**, 2659-2677.
- Smith, W. S. et Brown, M. : 2002, A CFD-generated wind field library feasibility study : maximum wind direction interval, *Proceedings, AMS 4th Symposium on the Urban Environment*, Norfolk, VA, May 20-24
- Soulhac, L. : 2000, Modélisation de la dispersion atmosphérique à l'intérieur de la canopée urbaine, *Thèse de doctorat*, Ecole Centrale de Lyon, France
- Soux, A., Voogt, J. A. et Oke, T. R. : 2004, A model to calculate what a remote sensor 'sees' of an urban surface, *Boundary-Layer Meteorol.*, **111**, 109-132.
- Stephens, G. L. : 1984, The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models, *Mon. Weather. Rev.*, **112**, 826-867.
- Stull, R. B. : 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 670pp.
- Tavoularis, S. et Corrsin, S. : 1981, Experiments in nearly homogeneous turbulent shear flow with a uniform mean temperature gradient. Part I, *J. Fluid. Mech.*, **104**, 311-347.
- Thomson, D. J. : 1997, The 'Internal-Meander' subrange of a dispersing plume, *J. Appl. Meteorol.*, **36**, 1046-1049.
- Torres, J. L., De Blas, M. et Garcia, A. : 2006, New equations for the calculation of the horizon brightness irradiance in the model of Perez, *Sol. Energ.*, **80**, 746-750.
- Troude, F. 1999 Simulation de situations météorologiques propices à des épisodes de pollution sur Paris pendant la campagne ECLAP, *Thèse de doctorat*, Université de Clermont-Ferrand, France.
- Troude, F. , Dupont, E., Carissimo, B. et Flossmann, A. I. : 2002, Relative influence of urban and topographic effects in the Paris area on selected days on the ECLAP experiment, *Boundary-Layer Meteorol.*, **103**, 493-505.
- Truelove, J. S. : 1987, Discrete-ordinates solutions of the radiation transport equation, *J. Heat Tran.*, **109**, 1048-1051.

- Vachon, G. : 2001, Transferts des polluants des sources fixes et mobiles dans la canopée urbaine : évaluation expérimentale, *Thèse de doctorat*, Université de Nantes, France.
- Vardoulakis, S., Fisher, B. E. A., Pericleous, K. et Gonzalez-Flesca, N. : 2003, Modelling air quality in street canyons : a review, *Atmos. Environ.*, **37**, 155-182.
- Viollet, P. L. : 1988, On the numerical modeling of stratified flows, *Physical processes in estuaries*, J. Dronkers and W. Leussen Eds, Springer-Verlag, 257-277.
- Voogt, J. A. et Oke, T. R. : 1991, Validation of an urban canyon radiation model for nocturnal long-wave fluxes, *Boundary-Layer Meteorol.*, **54**, 347-361.
- Voogt, J. A. et Oke, T. R. : 1997, Complete urban surface temperatures, *J. Appl. Meteorol.*, **36**, 1117-1132.
- Voogt, J. A. et Oke, T. R. : 2003, Thermal remote sensing of urban climates, *Remote Sensing of Environment*, **86**, 370-384.
- Vu, T. C., Ashie, Y. et Asaeda, T. : 2002, A $k-\epsilon$ turbulence closure model for the atmospheric boundary layer including urban canopy, *Boundary-Layer Meteorol.*, **102**, 459-490.
- Wallace, J. M. et Hobbs, P. V. : 1977, Atmospheric Science : An Introductory Survey, , Academic Press, 467pp.
- Weil, J. C., Sykes, R. I. et Venkatram A. : 1992, Evaluating air-quality models : review and outlook, *J. Appl. Meteorol.*, **31**, 1121-1145.
- Wilson, D. J., Robins, A. G. et Fackrell, J. E. : 1982, Predicting the spatial distribution of concentration fluctuations from a ground level source, *Atmos. Environ.*, **16**, 497-504.
- Wilson, J. D., Finnigan, J. J. et Raupach, M. R. : 1998, A first-order closure for disturbed plant canopy flows, and its application to windflow through a canopy on a ridge, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 705-732.
- Wyngaard, J. C. et Cote, O. R. : 1974, The evolution of a convective planetary boundary layer. A higher-order closure model study, *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 289-308.
- Xie, Z., Hayden, P., Voke, P. R. et Robins, A. G. : 2004a, Large-eddy simulation of dispersion : comparison between elevated and ground-level sources, *J. Turbulence.*, **5**, 1-16.
- Xie, Z., Voke, P., Hayden, P. et Robins, A. G. : 2004b, Large-eddy simulation of turbulent flow over a rough surface, *Boundary-Layer Meteorol.*, **111**, 417-440.

- Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B. et Speziale, C. G. : 1992, Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique, *Phys. Fluids*, **4**, 1510-1520.
- Yang, K., Huang, G. W. et Tamai, N. : 2001, A hybrid model for estimating global solar radiation, *Sol. Energ.*, **70**, 13-22.
- Yee, E. et Biltoft, C. A. : 2004, Concentration fluctuation measurements in a plume dispersing through a regular array of obstacles, *Boundary-Layer Meteorol.*, **111**, 363-415.
- Yee, E. et Chan, R. : 1997, A simple Model for the Probability Density Function of Concentration Fluctuations in Atmospheric Plumes, *Atmos. Environ.*, **31**, 991-1002.
- Yee, E. et Wilson, D. J. : 2000, A comparison of the detailed structure in dispersing tracer plumes measured in grid-generated turbulence with a meandering plume model incorporating internal fluctuations, *Boundary-Layer Meteorol.*, **94**, 253-296.
- Yee, E., Wilson, D. J. et Zelt, B. W. : 1993, Probability distribution of concentration fluctuations of a weakly diffusive passive plume in a turbulent boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **64**, 321-354.
- Yee, E., Gailis, R. M., Hill, A., Hilderman, T. et Kiel, D. : 2006, Comparison of Wind-tunnel and Water-channel Simulations of Plume Dispersion through a Large Array of Obstacles with a Scaled Field Experiment, *Boundary-Layer Meteorol.*,